



Conversions sismo-électromagnétiques en milieux poreux

Sheldon Warden

► To cite this version:

Sheldon Warden. Conversions sismo-électromagnétiques en milieux poreux. Géophysique [physics.geoph]. Université de Strasbourg, 2012. Français. NNT : . tel-00872157

HAL Id: tel-00872157

<https://theses.hal.science/tel-00872157>

Submitted on 11 Oct 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UMR 7516

THÈSE

présentée par :

Sheldon WARDEN

soutenue le : **9 novembre 2012**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : **Géophysique**

CONVERSIONS SISMO- ÉLECTROMAGNÉTIQUES EN MILIEUX POREUX

THÈSE dirigée par :

Dr JOUNIAUX Laurence
Dr SAILHAC Pascal

Directrice de thèse, université de Strasbourg
Co-directeur de thèse, université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

Dr GARAMBOIS Stéphane
Dr HOLLIGER Klaus
Pr MARS Jérôme
Dr MARTHELOT Jean-Michel

Rapporteur externe, LGIT de Grenoble
Rapporteur externe, université de Lausanne
Rapporteur externe, GIPSA-Lab de Grenoble
Rapporteur interne, université de Strasbourg

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Motivation	7
1.2	État des connaissances	15
1.3	Plan de ma thèse	20
2	Généralités sur les conversions sismoélectromagnétiques	23
2.1	Couplages sismoélectromagnétiques	23
2.1.1	Effets piézoélectriques et piézomagnétiques	23
2.1.2	Signaux électromagnétiques aux fréquences radio	24
2.1.3	Modulation de la résistivité	25
2.1.4	Effets électrocinétiques et sismoélectriques	25
2.2	Conversions electrocinétiques	26
2.2.1	La double couche électrique	26
2.2.2	Expression du potentiel électrique dans la couche diffuse pour un milieu saturé	28
2.2.3	Équations couplées	31
2.2.4	L'équation d'Helmholtz-Smoluchowski	33
2.2.5	Mesures d'électrofiltration	36
2.3	La théorie de Pride	37
2.3.1	Introduction	37
2.3.2	Hypothèses	39
2.3.3	Des équations microscopiques aux équations macroscopiques	39
2.3.4	Équations de Maxwell	40
2.3.5	Équations mécaniques	41
2.3.6	Équations de transport	43
2.4	Types d'ondes sismoélectriques	49
2.4.1	Ondes cosismiques	50
2.4.2	Réponses interfaciales	52
2.5	Caractérisation de la propagation	53
2.5.1	Vitesses de phase	53

2.5.2	Atténuation	56
2.6	Acquisition des données	57
2.6.1	Géométries de surface	57
2.6.2	Géométries en transmission	66
2.6.3	Perspectives	68
3	Modélisation de la propagation des ondes sismo-électromagnétiques en milieu saturé	71
3.1	Choix d'un programme de modélisation	71
3.2	Le programme SKB	75
3.2.1	Équations macroscopiques gouvernant les phénomènes de couplage sismo-électromagnétiques en milieu poreux.	75
3.2.2	Simplification du problème de propagation.	76
3.2.3	Résolution du problème aux valeurs et aux vecteurs propres.	78
3.2.4	Réponse d'un milieu stratifié plan.	79
3.2.5	Passage du domaine fréquence-nombre d'onde au domaine temps-distance.	82
3.3	Enregistrements synthétiques	83
3.4	Fonctionnalités du programme de modélisation	88
3.4.1	Terme de source	88
3.4.2	Réflexions à la surface libre.	89
3.5	Instantanés	91
3.6	Modélisation électrosismique	93
3.7	Conclusion	94
4	Traitement des données sismoélectriques	97
4.1	Suppression du bruit harmonique	98
4.1.1	Soustraction par bloc	98
4.1.2	Soustraction sinusoïdale	99
4.2	Séparation cosismique / réponse interfaciale	101
4.2.1	Filtrage $f - k$	102
4.2.2	Filtrage en domaine de Radon ou filtrage $\tau - p$	111
4.3	La transformée en curvelets	118
4.3.1	Une nouvelle méthode de filtrage	118
4.3.2	Les limites de l'analyse par ondelettes 1D	119
4.3.3	Les curvelets	123
4.3.4	La Transformée en Curvelets Rapide Discrète	126
4.3.5	Séparation cosismique/réponse interfaciale en domaine des curvelets	128
4.4	Article : Curvelet-based seismoelectric data processing	128

4.5	Autres applications	147
4.5.1	Débruitage	147
4.5.2	Séparation bayésienne	148
4.6	Conclusion	155
5	Conversions sismoélectromagnétiques en conditions non-saturées	159
5.1	Introduction	159
5.1.1	Influence de la saturation sur les ondes cosismiques	159
5.1.2	Influence de la saturation sur la réponse interfaciale	162
5.2	Article à soumettre : Seismoelectric wave propagation numerical modeling in partially saturated materials	166
5.3	Supplément électronique	192
5.3.1	<i>Comparison between laboratory dielectric constant measurements on sandstones at various frequencies</i>	192
5.3.2	<i>Reciprocity test</i>	192
5.4	Zone de Fresnel en conditions non-saturées	197
5.5	Article soumis : Seismoelectric amplitude dependence on water content . .	199
6	Conclusion et perspectives	213
6.1	Traitement des données	213
6.2	Modélisation	214

Chapitre 1

Introduction

Dans ce chapitre d'introduction, nous commençons par exposer les enjeux scientifiques, industriels et environnementaux de l'exploration géophysique, avant de passer en revue certaines techniques de prospection nouvellement développées. Nous introduisons ensuite les phénomènes de conversions sismoélectromagnétiques qui font l'objet du présent travail et nous expliquons ce que peut apporter leur compréhension. Nous faisons l'état des connaissances sur ces phénomènes, avant de détailler le plan de cette thèse.

1.1 Motivation

Caractériser les ressources en eau souterraine, détecter la présence de minerais ou d'hydrocarbures dans la croûte terrestre, évaluer la capacité du sol à supporter un ouvrage : autant d'objectifs que la géophysique appliquée permet d'atteindre par les mesures et l'interprétation des propriétés physico-chimiques du sous-sol. En permettant la détection de polluants, l'imagerie géophysique constitue également un outil d'aide à la décision pour la gestion environnementale. En outre, les méthodes géophysiques permettent de cartographier les aléas naturels, tels que les glissements de terrain, la liquéfaction des sols ou encore les éruptions volcaniques, et éventuellement d'en évaluer l'intensité et la probabilité d'occurrence : elles sont donc d'une aide précieuse dans la prévention des risques naturels. Leur application dans le cadre de la prospection archéologique mérite aussi d'être citée, de même que leur utilisation croissante à des fins forensiques (Reynolds, 2011). Il appartient à l'hydrogéologue, au géophysicien ou au géotechnicien de choisir parmi l'éventail de méthodes à sa disposition celle qui le mieux répondra aux exigences du problème posé et qu'il appliquera en laboratoire ou sur le terrain.

Le principal attrait des méthodes géophysiques réside dans leur coût avantageux comparé à celui, élevé, des excavations et des forages. Ainsi, la production d'un champ pétrolier ne saurait être envisagée sans une campagne d'exploration préliminaire dont l'objectif est d'éviter des forages inutiles, tout en couvrant une zone étendue en peu de temps. D'autre

part, ces méthodes d’exploration géophysiques ont un impact environnemental limité, au sens où elles ne perturbent pas ou peu le sous-sol.

Chaque méthode de prospection renseigne sur une propriété ou un ensemble de propriétés données. Les méthodes sismiques permettent de caractériser les propriétés mécaniques du milieu ; les contrastes de résistivité électrique ou de permittivité diélectrique, liés à la teneur en eau ou en argile dans les roches, sont imagés au moyen de méthodes électriques ou électromagnétiques. Si la propriété investiguée préside au choix de la méthode à employer, d’autres facteurs ont leur importance, parmi lesquels la profondeur de pénétration de la méthode et sa résolution, c’est-à-dire l’ordre de grandeur des objets qu’elle permet de détecter. Il est à noter que des structures de faible épaisseur, pratiquement indécélables, peuvent avoir une influence considérable sur le comportement du milieu. Ainsi, une fracture très perméable, de quelques centimètres d’épaisseur à peine, pourra-t-elle affecter les transports de fluide dans le sous-sol.

Les limites des méthodes géophysiques “classiques” et la volonté d’obtenir des informations sur des propriétés du sous-sol jusque-là inaccessibles à la mesure motivent le développement de nouvelles techniques. Parmi celles-ci on peut citer la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), les méthodes Électromagnétiques à Source Contrôlée (*Controlled Source Electromagnetics* ou CSEM) ou encore les techniques reposant sur les phénomènes de couplages sismoélectriques, qui font l’objet de la présente étude.

La Résonance Magnétique Nucléaire, également connue sous le nom de Résonance Magnétique Protonique (RMP), permet la quantification directe de l’eau libre présente dans les roches du sous-sol. Cette méthode consiste à envoyer un courant alternatif dans une bobine émettrice déployée à la surface du sol, qui induit un champ magnétique perturbateur à la fréquence de Larmor, c’est-à-dire la fréquence d’excitation de l’hydrogène. Celui-ci provoque la précession des moments magnétiques des noyaux d’hydrogène autour de la direction du champ magnétique terrestre. Lorsque ce champ magnétique perturbateur est coupé, les moments reviennent à leur état d’équilibre initial : cette relaxation est mesurée en surface. L’amplitude du signal RMP est d’autant plus grande qu’il y a de protons dans le milieu et donc, que la teneur en eau de la roche est importante. De plus, l’étude des temps de relaxation peut être reliée à la taille moyenne des pores dans le milieu (Schirov et al., 1991; Girard et al., 2007). Enfin, la phase du signal renseigne sur la distribution des conductivités dans le sous-sol, prise en compte lors de l’inversion des données RMP afin d’estimer la profondeur des différents aquifères ; en revanche, elle n’est pas prise en compte dans l’interprétation des données RMP (Legchenko et al., 2002).

La technique CSEM marine ou *Sea Bed Logging* est appliquée à la détection de réservoirs d’hydrocarbures dans les formations sédimentaires sous-marines. Cette technique combine une source électrique, un dipôle source horizontal remorqué par un navire, et un chapelet de récepteurs déployés sur le plancher océanique (Eidesmo et al., 2002). La source

émet un signal électromagnétique basse fréquence, généralement de l'ordre du Hertz, qui se propage dans les sédiments avant que son amplitude et sa phase ne soient mesurées par les capteurs : celles-ci renseignent sur la résistivité des structures sous le plancher océanique. Le fort contraste de résistivité entre l'encaissant conducteur et le réservoir résistif, permet de détecter ce dernier. Les mesures CSEM sont généralement effectuées dans le domaine fréquentiel (Mehta et al., 2005), mais une technique a récemment été développée pour les campagnes d'acquisition terrestres, qui utilise un signal source transitoire : il s'agit de la méthode *Multi-Transient Electromagnetics* (MTEM), mise au point à l'université d'Édimbourg (Wright et al., 2002). Un courant est injecté dans le sol et la différence de potentiel résultante est mesurée par un dipole récepteur. Le courant transitoire peut consister en une simple "marche de courant" ou en une séquence binaire pseudo-aléatoire de durée finie : déconvoluer le signal enregistré aux récepteurs par cette séquence permet d'accéder à la réponse impulsionnelle du sous-sol. Le signal d'entrée pseudo-aléatoire permet de travailler avec une gamme de fréquences plus large que pour les méthodes CSEM standard, qui se limitent généralement à une fréquence fondamentale et à ses harmoniques. Des mesures MTEM ont récemment été utilisées de manière autonome, c'est-à-dire sans être combinées à d'autres mesures géophysiques, pour planifier une campagne de forages (Hilyard, 2008).

Les techniques d'exploration reposant sur les conversions sismoélectromagnétiques, encore en développement, s'appuient sur les phénomènes électrocinétiques se produisant naturellement dans les roches contenant des fluides. Une perturbation mécanique macroscopique, c'est-à-dire dont la longueur d'onde est grande en regard de la taille des grains de la roche, crée un mouvement relatif entre le fluide présent dans les pores et la matrice solide : le transport des ions présents en excès dans la double-couche électrique donne naissance à un potentiel d'électrofiltration (*Streaming Potential*). Ces potentiels d'électrofiltration peuvent être générés naturellement, par exemple par les écoulements de fluides dans les roches ou encore par la propagation de fissures (Cuevas et al., 2009; Hu et Gao, 2011). Hu et Gao (2011) modélisent une faille cisailante verticale de longueur finie et de vitesse de rupture constante, en la discrétisant en une série de petites "sous-failles" ponctuelles différant par leurs temps de rupture respectifs. Leurs simulations prédisent l'existence de perturbations électromagnétiques liées à la rupture.

Les potentiels d'électrofiltration peuvent être mesurés de façon passive, au moyen d'une paire d'électrodes impolarisables connectées à un multimètre de précision : il s'agit de la méthode de Polarisation Spontanée (*Self-Potential* ou SP). Cette méthode compte de nombreuses applications en géophysique environnementale, parmi lesquelles la détection de panaches de polluants (Maineult et al., 2006; Minsley et al., 2007). Minsley et al. (2007) ont mené une campagne de mesures SP sur le site de la rivière de Savannah (Caroline du Sud, USA), site contaminé par une phase liquide dense non-aqueuse (DNAPL). Les

principaux polluants en jeu (tétrachloroéthylène et trichloroéthylène) intervenant dans des réactions d'oxydo-réduction, ce sont ici les variations des conditions redox dans la subsurface qui agissent comme une source électrochimique à l'origine des signaux SP.

La méthode SP est également employée dans le domaine de la géothermie (Matsushima et al., 2000; Tosha et al., 2000; Mauri et al., 2012) ou en volcanologie (Fournier, 1989; Zlotnicki et Mouel, 1990; Zlotnicki et Nishida, 2003) : on peut citer par exemple les travaux récents de Byrdina et al. (2012) qui ont établi une corrélation entre des variations de potentiels spontanés (PS) et des variations de température des fumerolles, enregistrées en 2001 sur le volcan Merapi (Indonésie), deux mois après un effondrement partiel du dôme volcanique (Figure 1.1). Cette corrélation reflète la quasi-périodicité du dégazage magmatique. Des effets thermoélectriques et électrocinétiques liés au flux de gaz ont été invoqués pour expliquer ces signaux électriques mesurés en surface. Notons que d'autres potentiels peuvent être à l'origine des potentiels spontanés, parmi lesquels les potentiels liés à la présence de minéraux sulfureux (*mineral potential*).

Les conversions sismoélectriques, quant à elles, sont déclenchées de manière artificielle, au moyen de sources sismiques conventionnelles (chute de poids, explosion, coup de masse, etc...), et mesurées avec des récepteurs électriques constitués d'électrodes appariées pour former des dipôles de mesure (Figure 1.2) : il s'agit de la méthode sismoélectrique, à la compréhension et au développement de laquelle cette thèse entend contribuer. Une onde sismique se propageant dans un milieu poreux contenant un fluide génère des mouvements relatifs entre ce fluide et la matrice solide, mouvements qui transportent les ions mobiles présents en excès dans la couche diffuse de la double couche électrique. Ce phénomène, qui survient à l'échelle microscopique, est à l'origine d'au moins deux types de conversion sismo-électromagnétiques observables à l'échelle macroscopique. D'une part, il donne naissance à des champs électromagnétiques qui accompagnent l'onde sismique perturbatrice : comme ces champs restent localisés à l'intérieur de la perturbation et voyagent aux vitesses des ondes sismiques, on parle de conversion cosismique (rai représenté en noir sur la Figure 1.2). D'autre part, lorsqu'une onde sismique traverse une interface séparant deux milieux de propriétés différentes (de conductivité ou de perméabilité différentes, par exemple), elle génère une discontinuité du potentiel de part et d'autre de cette interface, discontinuité qui agit comme une source électromagnétique dipolaire (en rouge sur la Figure 1.2). Les ondes électromagnétiques ainsi créées voyagent dans le milieu à des vitesses de plusieurs ordres de grandeur supérieures à celles des ondes sismiques ; elles arrivent ainsi quasi-simultanément aux différentes électrodes de mesure. Ces "conversions aux interfaces" correspondent à des signaux d'amplitudes très faibles, difficiles à détecter. Les conversions sismoélectromagnétiques ont été prédites de façon théorique, et mises en évidence de manière expérimentale, sur le terrain et en laboratoire.

La méthode électrosismique (Figure 1.3) s'appuie au contraire sur les conversions entre

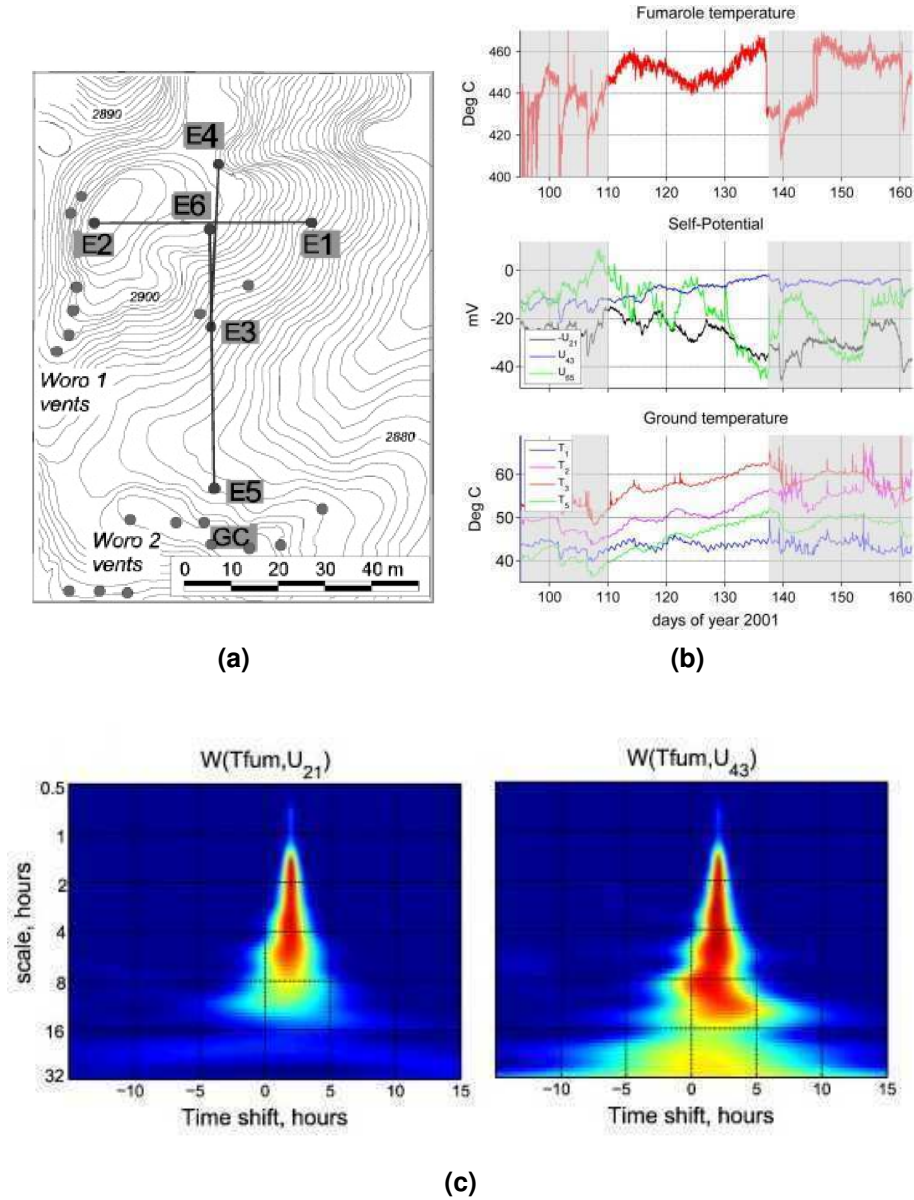


FIGURE 1.1 – Exemple d'application de mesures de Potentiel Spontané (PS) à la volcanologie. (a) Plan du site d'étude, dans le zone de Woro (Indonésie). E_1 à E_6 : électrodes de mesure. T_1 à T_5 : température mesurée aux électrodes E_1 à E_5 . GC : capteur mesurant la température du gaz. Les points gris indiquent des fumarolles. (b) Séries temporelles de la température des fumarolles, des potentiels électriques et de la température au sol mesurée aux positions des électrodes. Seule la période entre les jours 110 et 137 de l'année 2001 a été prise en compte ici.⁵ (c) Intercorrélation entre les coefficients en ondelettes de la température des fumarolles T_{fum} et du potentiel entre les électrodes 1 et 2 U_{21} (à gauche); id. pour T_{fum} et U_{43} (à droite). Une corrélation entre la température du gaz et le PS est mise en évidence entre les échelles 1-8 h. Modifié d'après Byrdina et al. (2012).

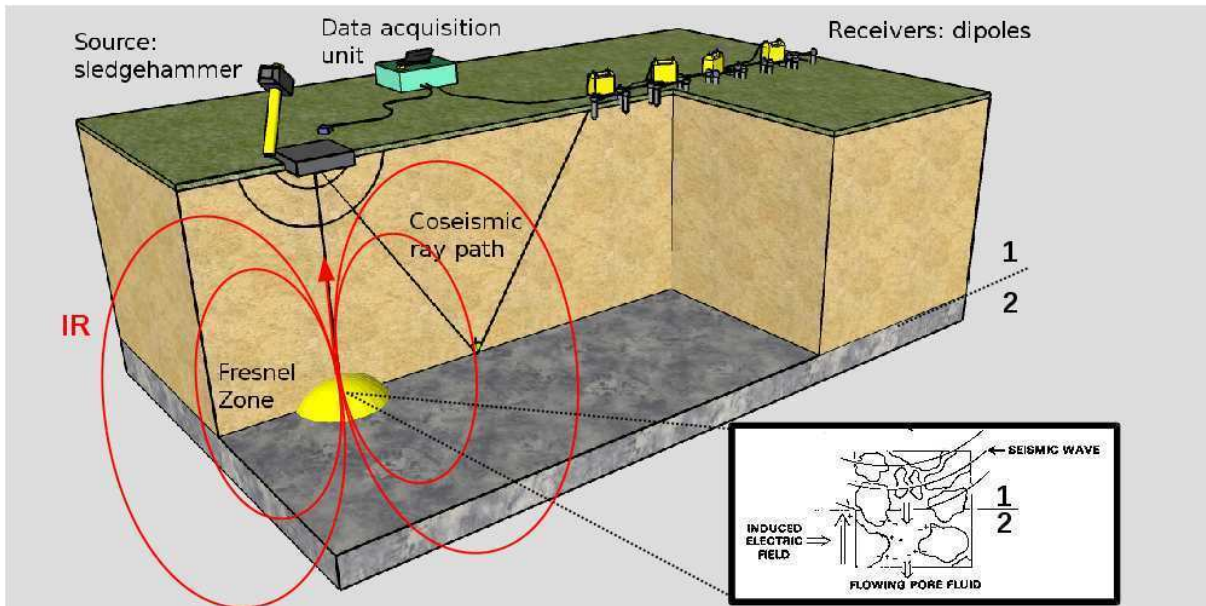


FIGURE 1.2 – *Géométrie d'acquisition sismoélectrique de surface. Un milieu tabulaire simple est représenté ici, constitué d'une couche (1) posée sur un demi espace (2). Data acquisition unit : unité d'acquisition des données. Receivers : dipôles : capteurs : dipôles. Source : sledgehammer : source : masse. Coseismic Ray Path : rai cosismique. Seismic wave : onde sismique. Induced Electric Field : champ électrique induit. Flowing Pore Fluid : fluide de pore en mouvement.*

énergies électromagnétiques et sismiques. Dans ce cas, c'est une source de courant électrique qui existe le sous-sol. Les conversions électro-osmotiques survenant dans le milieu poreux donnent naissance à des ondes sismiques mesurables en puits ou en surface avec des géophones.

Le principal intérêt de ces méthodes tient à leur capacité à renseigner sur des contrastes de propriétés électriques ou hydrologiques du sous-sol avec une résolution comparable à celle des méthodes sismiques conventionnelles. Les applications de ces phénomènes sont nombreuses : l'étude de ces conversions peut par exemple permettre la détection de couches minces (Thompson et Gist, 1993; Singarimbun et al., 2008), difficiles à imager avec d'autres techniques.

Une campagne de mesures électrosismiques menée par Thompson et al. (2007) a permis de corréliser des zones de fortes amplitudes électrosismiques avec les sables à gaz (Figure 1.4). Un puits foré à l'issue de ces mesures a confirmé cette corrélation jusqu'à une profondeur de 350 m. Un signal électrosismique a également été enregistré à 500 m de profondeur, sans toutefois pouvoir être associé avec certitude à des sables à gaz.

Thompson et al. (2007) sont également parvenus à caractériser un réservoir pétrolier situé en environnement carbonaté (Figure 1.5). Étant dans l'incapacité de séparer les

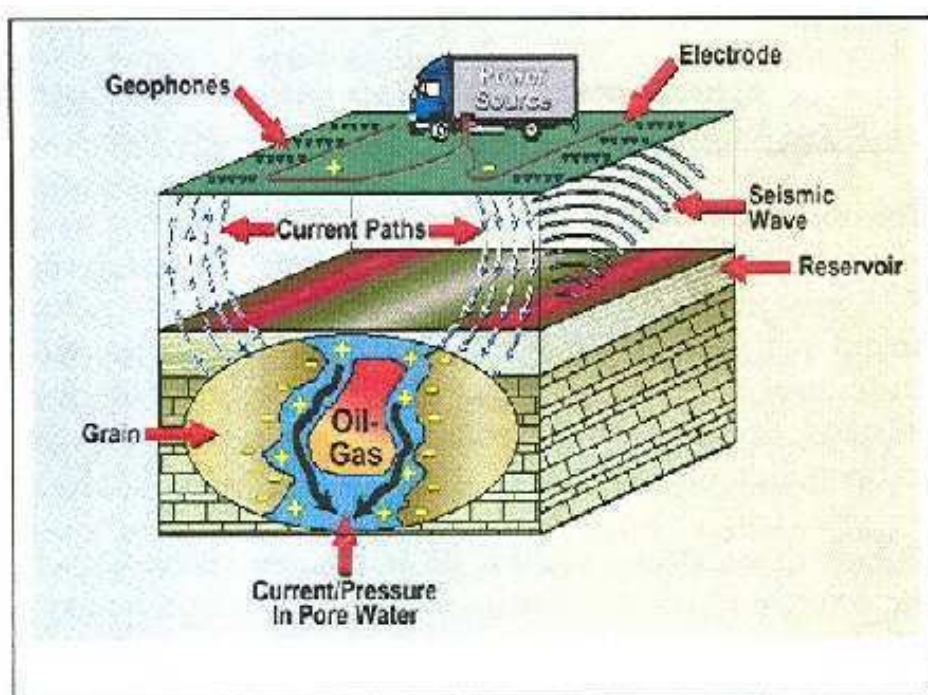


FIGURE 1.3 – Géométrie d'acquisition électrosismique de surface, d'après Thompson et al. (2007). Current paths : chemins empruntés par les courants. Current/Pressure in pore water : courant/pression dans l'eau contenue dans les pores. Oil-Gas : huile-gaz.

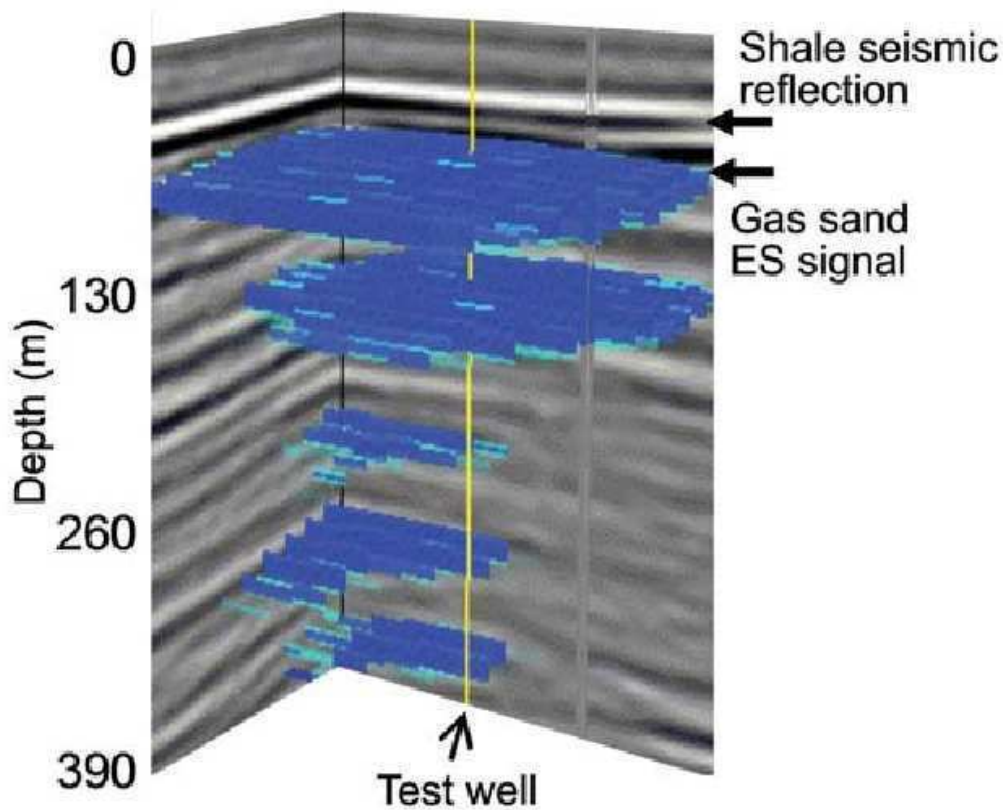


FIGURE 1.4 – Données électrosismiques acquises par Thompson et al. (2007). Les profils en fond correspondent à deux sections orthogonales extraites d'un cube sismique 3D. La réflexion sismique de forte amplitude est associée à une couche d'argilite (Shale seismic reflection). Les zones bleues correspondent aux zones de fortes amplitudes électrosismiques associées avec les sables à gaz (Gas sand ES signal). La taille de ces zones décroît à mesure que la profondeur augmente car le champ électrique vertical généré en surface par la source décroît également avec la profondeur.

signaux électrosismiques primaires des bruits créés par la source, les auteurs ont choisi d'exploiter les harmoniques de ces signaux.

Enfin, Guan et al. (2012) ont récemment proposé une méthode permettant d'inverser la perméabilité à partir de mesures sismoélectriques en forage. L'inversion des données sismoélectriques n'en est encore qu'à ses débuts, mais les travaux de Guan et al. (2012) lui prédisent un avenir prometteur.

1.2 État des connaissances

La première observation connue des signaux sismoélectriques figure dans le premier numéro de *Geophysics*, daté de 1936 (Thompson, 1936). La même année est accepté un brevet, déposé quatre ans plus tôt, pour une méthode de prospection “sismique-électrique” (Blau et Statham, 1936). Thompson (1936) et Blau et Statham (1936) injectent des courants électriques continus dans le sous-sol et observent que ceux-ci sont perturbés par le passage d'ondes sismiques. Thompson (1939) montre que ces modulations ne sont pas un artefact dû aux vibrations des électrodes de mesure, mais qu'elles procèdent bien de changements de résistivité dans le sous-sol. Ivanov (1940) mesure les champs électriques générés par des ondes sismiques, sans injecter de courant dans le sous-sol : il observe que ces signaux électriques arrivent aux capteurs avant les signaux sismiques et baptise ce phénomène “effet E”. Il est le premier à constater que la présence de fluide dans le sous-sol est indispensable à l'existence de tels signaux, qu'il suppose donc liés à des phénomènes d'électrofiltration.

Frenkel (1944) cherche à expliquer ces observations de terrain par une approche théorique : il estime le taux de mouvement relatif entre le fluide et le solide généré par une onde sismique compressive et tente de calculer le potentiel électrique induit par ce mouvement en s'appuyant sur les équations de Helmholtz-Smoluchowski. Pride et Garambois (2005) ont récemment révisé cette théorie. Ils ont montré que Frenkel aboutit à des équations très similaires à celles de Biot (1962), à l'exception de deux points : Frenkel inclut un gradient de pression de fluide externe dans ses équations et fait une erreur dans le développement des modules poroélastiques effectifs. Ainsi, son modèle est incomplet et ne prédit l'existence d'un champ électrique qu'aux endroits où existent des écoulements transitoires induits par le passage des ondes sismiques. En outre, comme Frenkel considère un milieu homogène, il ne prévoit pas qu'une perturbation électromagnétique puisse se propager indépendamment de l'onde sismique qui l'engendre, comme c'est le cas à l'interface entre des couches ayant des propriétés différentes. Cependant, Frenkel prédit à juste titre que le champ électrique associé au passage d'une onde de compression est directement proportionnel à l'accélération des grains, ce qui a été vérifié sur le terrain par Garambois et Dietrich (2001).

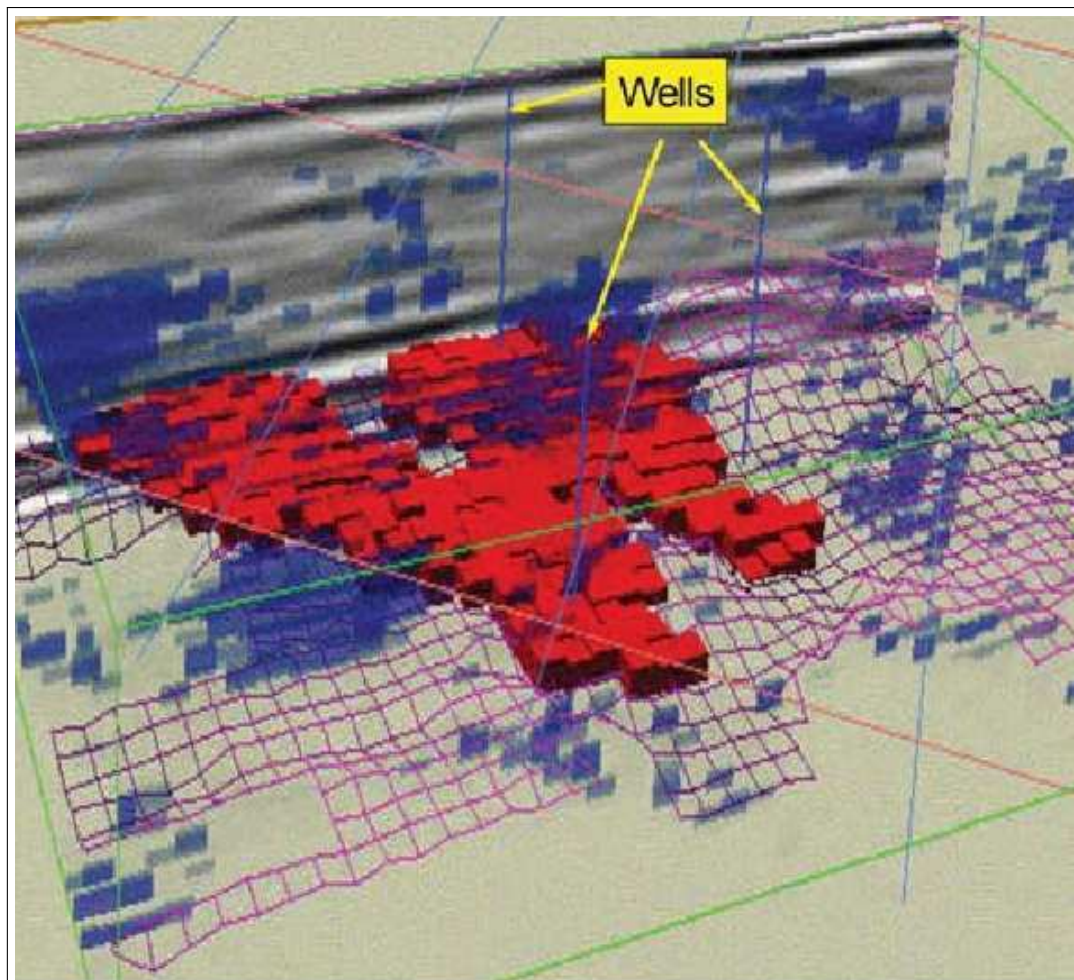


FIGURE 1.5 – Données électrosismiques acquises par Thompson et al. (2007) dans des carbonates. La zone rouge correspond aux régions de forte amplitude électrosismique, qui délimitent un réservoir d'huile. Ces données électrosismiques sont cohérentes avec les propriétés connues du réservoir, parmi lesquelles l'existence d'une faille (à droite sur la figure), qui limite le réservoir. Les dimensions latérales de l'image sont environ $500\text{ m} \times 1000\text{ m}$. La fréquence des signaux harmoniques traités correspond au double de celle de la fréquence fondamentale. Wells : puits.

Durant les décennies qui suivent, l'étude de ces phénomènes ne connaît qu'un intérêt sporadique. Cette période est caractérisée par des travaux menés isolément, qui, si ils mettent en évidence des signaux sismoélectriques en laboratoire ou sur le terrain, ne parviennent à expliquer les phénomènes qui leur donnent naissance. Il convient de citer les expériences de Martner et Sparks (1959), qui les premiers, observent des signaux électriques se propageant indépendamment des ondes sismiques qui leur donnent naissance (la "réponse interfaciale"). Les auteurs provoquent des explosions dans le sous-sol, à différentes profondeurs, et mesurent la réponse électrique du milieu en surface. Leurs travaux mettent en évidence des conversions sismoélectriques survenant au toit de la nappe phréatique ou à la base de la zone altérée : les signaux électriques ainsi créés sont enregistrés avant les signaux sismiques, dont ils apparaissent comme les précurseurs. Broding et al. (1963) s'intéressent plutôt aux ondes sismoélectriques "cosismiques", qui accompagnent les ondes sismiques : ils espèrent ainsi utiliser des antennes électriques comme des géophones, mais concluent que celles-ci ne sont pas aussi sensibles aux mouvements du sol que les récepteurs sismiques conventionnels. Parkhomenko et Gaskarov (Parkhomenko et Gaskarov, 1971; Gaskarov et Parkhomenko, 1974) mesurent les potentiels électriques induits par le passage d'onde sismiques en puits et en laboratoire ; ils observent notamment une augmentation de l'amplitude du potentiel électrique avec la saturation en eau.

Ce sont les expériences de Thompson et Gist (1993) et les travaux théoriques de Neev et Yeatts (1989) et Pride (1994) qui marquent un regain d'intérêt pour la méthode sismoélectrique. Thompson et Gist (1993) illuminent le sous-sol au moyen de mesures sismiques et sismoélectriques. Les auteurs utilisent plusieurs positions de sources en déployant des charges explosives espacées régulièrement le long d'une ligne centrée sur un forage (Figure 1.6). Deux lignes de récepteurs sont installées parallèlement à la précédente : une ligne de géophones et une ligne d'antennes de mesures électriques. Ce dispositif leur permet de constater que certaines arrivées électromagnétiques sont associées avec des réflexions sismiques, tandis que d'autres ne présentent aucune corrélation avec des contrastes d'impédance acoustique. Les auteurs en concluent que les conversions sont générées au passage d'une onde sismique à travers une interface présentant soit des contrastes de propriétés mécaniques, soit des contrastes de propriétés électriques, auquel cas, elles ne sont pas corrélées avec la sismique. Ils parviennent à dégager des propriétés essentielles des conversions générées par le passage d'une onde sismique à travers une interface : (i) les signaux électromagnétiques arrivent pratiquement au même instant à tous les récepteurs et (ii) y arrivent à la moitié du temps auquel sont observées les ondes sismiques auxquelles ils sont associés. De plus, ces signaux (iii) naissent au niveau de la première zone de Fresnel et (iv) présentent une polarité opposée de part et d'autre de la position de la source.

Les travaux de Pride (1994) jettent les bases de la théorie sismoélectromagnétique. Ils décrivent la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques dans un milieu

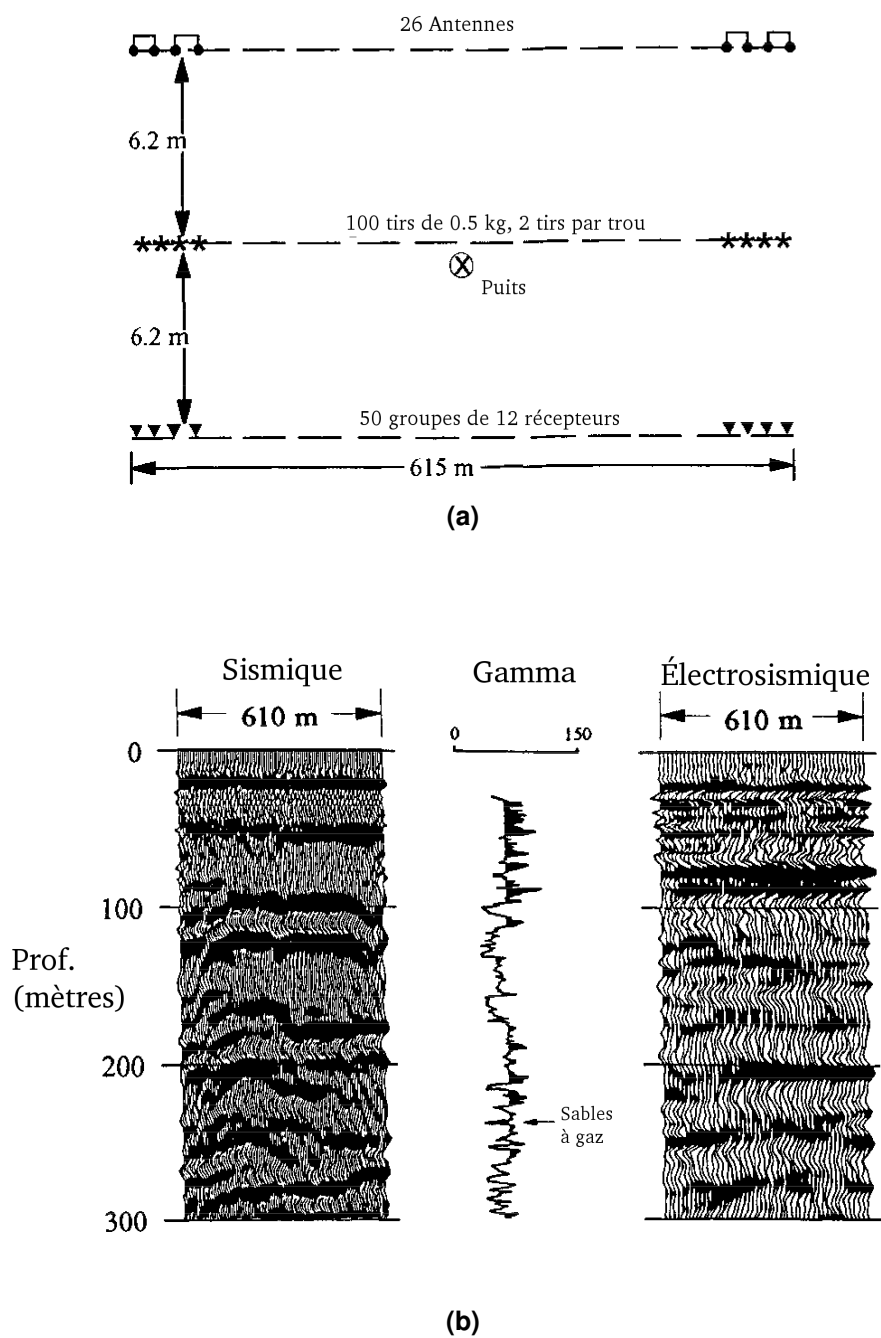


FIGURE 1.6 – (a) Géométrie d'acquisition utilisée par Thompson et Gist (1993) (b) Données sismiques, gamma log et données électrosismiques.

poreux biphasique via un système d'équations couplant les équations de Biot (1956a,b) et celles de Maxwell. Ces deux systèmes sont couplés au moyen de deux équations de transport dépendant de la fréquence et des propriétés constitutives du milieu. Ces équations sont résolues numériquement par Haartsen et Pride (1997) dans le cas d'un milieu stratifié plan ; leurs travaux confirment l'existence de "réponses interfaciales" comme celles observées par Martner et Sparks (1959), Thompson et Gist (1993) et plus récemment par Dupuis et al. (2009). La dépendance en conductivité électriques des deux types de signaux sismoélectriques (ondes cosismiques et réponses interfaciales) est étudiée par Block et Harris (2006).

Zhu et al. (1999) et Mikhailov et al. (2000) explorent les possibilités des mesures sismoélectriques en forages. Mikhailov et al. (2000) déploient des électrodes dans des puits non tubés creusés dans des granites et des diorites fissurés et mesurent des signaux électriques de l'ordre de la dizaine de millivolts, dont ils corrèlent les amplitudes normalisées avec des logs de densité de fracture. Cette corrélation est expliquée par la dépendance en perméabilité des signaux sismoélectriques induits par le passage de l'onde de Stoneley dans le milieu poreux. Plus récemment, Guan et al. (2012) proposent une méthode qui permet de déduire la perméabilité des données sismoélectriques de puits. Leur analyse met en évidence que pour le cas d'une onde de Stoneley incidente, l'amplitude du rapport entre le champ électrique et la pression est proportionnel à la porosité plutôt qu'à la perméabilité, tandis que la tangente de sa phase est sensible à la perméabilité, à laquelle ce rapport serait inversement proportionnel. Guan et al. (2012) proposent une méthode d'inversion s'appuyant sur la tangente de la phase du rapport champ électrique/pression, qu'ils testent sur des données sismoélectriques synthétiques.

Une analyse des fonctions de transfert sismoélectriques et sismomagnétiques est menée par Garambois et Dietrich (2001) : les auteurs montrent qu'en régime diffusif, le champ électrique horizontal est à peu près proportionnel à l'accélération des grains pour l'onde P , tandis que la composante transverse du champ magnétique est proportionnelle à leur vitesse pour l'onde S . Les auteurs étudient également la sensibilité de ces fonctions de transfert aux propriétés du fluide et de la roche. La mise au point de programmes informatiques permettant de modéliser les signaux sismoélectromagnétiques et électrosismiques permet une meilleure compréhension de ces phénomènes de conversion : une partie de ces programmes s'appuie sur la méthode de la réflectivité et permet de modéliser la réponse sismoélectrique complète dans un milieu tabulaire 1D (Haartsen et Pride, 1997; Garambois et Dietrich, 2002) : d'autres outils utilisent les différences finies (Haines et Pride, 2006; Vanzeler et Priimenko, 2007; Singarimbun et al., 2008) ou les éléments finis (Revil et Jandani, 2010b; Zyserman et al., 2010; Kröger et Kemna, 2012) Enfin, de récents travaux ont permis de modéliser la réponse sismo-électromagnétique générée par un double couple (Gao et Hu, 2010).

Longtemps laissés de côté en raison des difficultés liées à leur mesure, les signaux sismomagnétiques prédits par la théorie de Pride (1994) ont récemment été mesurés en laboratoire par Bordes et al. (2006, 2008). Dans le cadre de sa thèse, Bordes a mis au point un dispositif expérimental constitué d'une colonne de sable équipée d'accéléromètres, d'électrodes impolarisables et de magnétomètres à induction. Des mesures réalisées dans le Laboratoire Souterrain à Bas-Bruit de Rustrel (LSBB) lui ont permis de vérifier expérimentalement le couplage entre les ondes sismomagnétiques et les modes de propagation transverses, couplage prédit par Haartsen et Pride (1997) et Garambois et Dietrich (2001).

Un rappel bibliographique détaillant les avancées en matière de traitement des données sismoélectriques sera fourni dans l'article *Curvelet-based seismoelectric data processing*, reproduit au Chapitre 4. De plus, un historique de l'étude des conversions électrocinétiques et sismoélectriques en fonction de la saturation en eau sera donné au Chapitre 5.

1.3 Plan de ma thèse

L'apport de cette thèse est double. Le premier volet de ce travail porte sur le traitement des données sismoélectriques. À l'instar des données sismiques conventionnelles, celles-ci sont typiquement présentées sous forme de traces, donnant pour chaque récepteur l'amplitude des signaux mesurés en fonction du temps. Cette similitude de format explique que de nombreuses techniques de traitement des données sismiques leur aient spontanément été adaptées. Cependant, une étude approfondie des signaux sismoélectriques met en lumière leurs spécificités : ce sont des signaux électriques, donc susceptibles d'être contaminés par du bruit électromagnétique, notamment celui provoqué par les lignes à haute tension. D'autre part, certains signaux sismoélectriques sont extrêmement faibles (~ 0.001 mV) et peuvent être masqués par d'autres arrivées sismoélectriques de plus fortes amplitudes (~ 0.01 mV). Extraire ces signaux sans les distordre constitue un problème épineux de séparation d'ondes, auquel l'analyse temps-fréquence des enregistrements sismoélectriques proposée ici apportera des éléments de réponse.

D'autre part, ce travail se propose d'étendre la théorie des couplages sismoélectriques aux conditions de saturation partielle. En effet, la théorie de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques a été formulée pour des milieux poreux totalement saturés en fluide et ne rend pas compte de la gamme de saturations rencontrées dans la nature. En complément de ces travaux théoriques, un programme de modélisation de la propagation des ondes sismoélectromagnétiques en conditions non saturées a été développé dans le cadre de cette thèse.

Ce mémoire de thèse s'articule en cinq chapitres, en plus de la présente introduction. Le chapitre suivant (Chapitre 2) regroupe les généralités concernant la théorie des couplages électrocinétiques et sismoélectriques. Il présente une méthode d'imagerie géophysique as-

sociée à ces couplages, la méthode sismoélectrique, et décrit succinctement une campagne d'acquisition sismique et sismoélectrique menée dans les Landes dans le cadre du projet ANR TRANSEK (*TRANSient ElectroKinetics*), dans lequel s'inscrit ce doctorat.¹ Le lecteur déjà au fait de cette méthode pourra passer directement au Chapitre 3, dans lequel est décrit le programme de simulation de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques utilisé dans cette thèse : il s'agit du programme SKB (*Synthetic Kennett Bouchon*), développé par Stéphane Garambois durant sa thèse au LGIT (Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique) de Grenoble. Ce chapitre permet de comprendre comment sont générées les données sismoélectriques synthétiques sur lesquelles les différentes méthodes de traitement abordées au Chapitre 4 sont testées. Ce chapitre sur le traitement des données consiste principalement en un article publié dans le *Geophysical Journal International* (GJI) (Warden et al., 2012), complété par une section sur la suppression du bruit anthropique et une autre sur la séparation bayésienne dans le domaine des curvelets. Le chapitre suivant (Chapitre 5) propose une extension de la théorie de Pride (1994) aux conditions de saturation partielle. Il est construit autour d'un deuxième article à soumettre au GJI, qui détaille les modifications apportées au programme SKB afin que celui-ci permette de modéliser la réponses sismoélectrique d'un milieu poreux contenant un mélange air/eau. Les perspectives offertes par ce travail seront décrites au Chapitre 6.

1. Ce projet est consacré à l'étude des méthodes sismo-électromagnétiques en domaine transitoire, aussi bien sur le plan expérimental que théorique. Plusieurs laboratoires y participent, parmi lesquels l'Institut de Physique du Globe de Strasbourg (IPGS), le Laboratoire d'Hydrologie et de Géologie de Strasbourg (LHyGeS), l'Institut des Sciences de la Terre (ISTERRE) à Grenoble et le Laboratoire des Fluides Complexes et de leurs Réservoirs à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA)

Encart 1.3 : Les encadrés

Ce mémoire est émaillé d'encadrés tels que celui-ci. Ceux-ci ne sont pas indispensables à la compréhension globale de ce travail, mais invitent le lecteur à en approfondir certains aspects.

Chapitre 2

Généralités sur les conversions sismoélectromagnétiques

2.1 Introduction : les couplages entre énergies mécanique et électromagnétique et leurs applications à la géophysique

Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine des conversions entre énergies mécanique et électromagnétique. Ils sont présentés dans cette section, ainsi que leurs possibles applications à la géophysique.

2.1.1 Effets piézoélectriques et piézomagnétiques

La piézoélectricité est la capacité qu'ont certains corps, notamment certains cristaux, à générer une tension électrique lorsqu'on leur applique une contrainte mécanique et réciproquement, à se déformer lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique : on parle d'effets piézoélectriques *directs* et *inverses*. Chaque cellule du réseau cristallin possède un même moment dipolaire permanent ; tous les dipôles sont orientés selon la même direction, même en l'absence d'un champ électromagnétique externe. Une modification locale des contraintes, due par exemple au passage d'une onde sismique dans le milieu, perturbe ces moments dipolaires, ce qui résulte en un champ électrique.

On doit la première démonstration de l'effet piézoélectrique direct à Pierre et Jacques Curie, qui en 1880, vérifient son existence pour des cristaux de quartz, de tourmaline, de topaze et même de sucre et de sel. Trente ans plus tard, Voigt (1910) recense les 20 classes cristallines piézoélectriques (parmi les 32 classes cristallines existantes), toutes caractérisées par l'absence de symétrie de leur réseau cristallin.

Il faut attendre les années 1950 pour voir apparaître les premières applications de l'effet

piézoélectrique à la prospection géophysique, avec les travaux de Volarovich et al. (1959), qui utilisent les signaux piézoélectriques pour détecter des veines de quartz. D'autres travaux (Volarovich et Sobolev, 1969; Maxwell et al., 1992) confirment la capacité de cette méthode à détecter des veines de quartz ou de pegmatite.

La piézoélectricité des roches est également étudiée dans le cadre de la sismologie. Les roches du sous-sol sont en permanence soumises à des contraintes tectoniques, qui induisent par effet piézoélectrique une polarisation des grains de quartz dans la direction de la contrainte maximale. La raison pour laquelle cette polarisation n'est pas mesurable en temps normal, tient au fait que des charges extérieures migrent vers la surface des grains de quartz, où elles s'accumulent et assurent l'électroneutralité du milieu. Lorsque survient un séisme, la roche subit une brusque chute de contraintes, qui par effet piézoélectrique, dépolarise les grains de quartz. Pour peu que cette chute de contrainte soit suffisamment rapide, la roche reste polarisée un court instant, le temps que les charges extérieures rétablissent l'électroneutralité du milieu. Cette polarisation s'accompagne de l'émission d'une onde électromagnétique, mesurable en surface. Ces signaux sont parfois dits "électrosismiques", mais il ne faut pas les confondre avec les signaux électrosismiques d'origine électrocinétique dont il sera question plus loin. Comme cette onde électromagnétique se propage à une vitesse de plusieurs ordres de grandeur supérieure aux vitesses sismiques, on peut la mesurer *avant* les ondes sismiques qui lui donnent naissance. Ainsi, pour des échantillons de granite soumis à des contraintes normales de 8 MPa, Yoshida et al. (1997) mesurent des signaux pré-sismiques dans la gamme DC - 100 Hz de 50 mV d'amplitudes, 2 à 3 s avant l'évènement sismique associé. Les auteurs mesurent également des signaux cosismiques de l'ordre de 1,5 V. D'après Sobolev (1984), les signaux piézoélectriques détectés ont des fréquences de l'ordre de quelques dizaines de kiloHertz.

2.1.2 Signaux électromagnétiques aux fréquences radio

Sobolev et Demin (1980) ont détecté des signaux électromagnétiques aux fréquences radio, lors d'une campagne de mesures piézoélectriques. La fréquence de ces signaux, comprise entre 40 et 350 kHz, est plus élevée que celle des signaux piézoélectriques, mesurés entre 6 et 10 kHz. En outre, ces signaux présentent un aspect moins sinusoïdal. Narod (1982) a confirmé l'existence de ces signaux par des mesures en laboratoire, effectuées sur des échantillons de quartz. Sobolev (1984) a utilisé ces signaux pour détecter des veines de quartz et de sulfites.

Des émissions radio ont également été observées par O'Keefe et Thiel (1991) durant des tirs de carrière. Trois mécanismes distincts sont invoqués par les auteurs pour expliquer ces phénomènes : (i) la fracture des roches au moment de l'explosion, (ii) l'impact entre des roches chargées par des processus de fracturation et le fond de la carrière (*pit floor*), durant lequel ces roches se déchargeraient et (iii) la formation de micro-fractures dans

la roche restante à l'issue de l'explosion, qui expliquerait l'enregistrement de signaux électromagnétiques *après* l'explosion.

2.1.3 Modulation de la résistivité

La conductivité électrique du fluide saturant une roche est généralement supérieure à celle de la matrice rocheuse (Gueguen et Palciauskas, 1994). Ceci explique que les pores d'une roche, lorsqu'ils contiennent un fluide, constituent autant de chemins privilégiés empruntés par le courant électrique. Ainsi, le réseau de circulation des fluides est souvent identifié avec celui parcouru par les courants électriques, une hypothèse valable tant que la conductivité de surface peut être négligée.

En modifiant la géométrie du milieu poreux ainsi que le volume des pores, une onde sismique compressive modifie donc localement la résistivité de ce milieu, définie comme l'inverse de la conductivité électrique. Ces modulations de la résistivité induisent des modulations des courants électriques de convection et des potentiels associés (Brace et al., 1965; Brace et Orange, 1968). Ce phénomène a été observé en même temps que les premiers signaux sismoélectriques par Thompson (1936).

Dans le cadre de la sismologie, plusieurs auteurs ont observé des variations de résistivité co-sismiques (Qian, 1985), mais également des variations de résistivité avant les séismes.

2.1.4 Effets électrocinétiques et sismoélectriques

L'application d'un gradient de pression d'eau à un échantillon de roche induit un écoulement de la phase fluide dans le milieu poreux. Le transport d'une partie des ions présents dans l'électrolyte par cet écoulement de fluide est à l'origine d'un courant électrique de *convection* local : ce courant est contrebalancé par un courant de *conduction* de même intensité mais de sens opposé, qui assure l'électroneutralité du milieu. Ce courant ohmique crée une différence de potentiel électrique ΔV [V], qu'on appelle potentiel d'électrofiltration, ou *streaming potential*.

Dans le cas de mesures en laboratoire, cette différence de potentiel peut être mesurée aux bornes de l'échantillon de roche étudié. Le gradient de pression ΔP [Pa] appliqué à l'échantillon étant connu, on peut calculer le rapport entre ΔV et ΔP . On définit ainsi le coefficient de couplage, ou coefficient d'électrofiltration C (*Streaming Potential Coefficient* ou SPC) (Overbeek, 1952) :

$$C = \frac{\Delta V}{\Delta P} \quad (2.1)$$

Tout phénomène susceptible de créer un mouvement relatif entre les phases fluide et solide d'un milieu poreux peut engendrer un potentiel d'électrofiltration. Ainsi, écoulements gravitaires, propagation de fissures dans la roche (Cuevas et al., 2009) ou encore

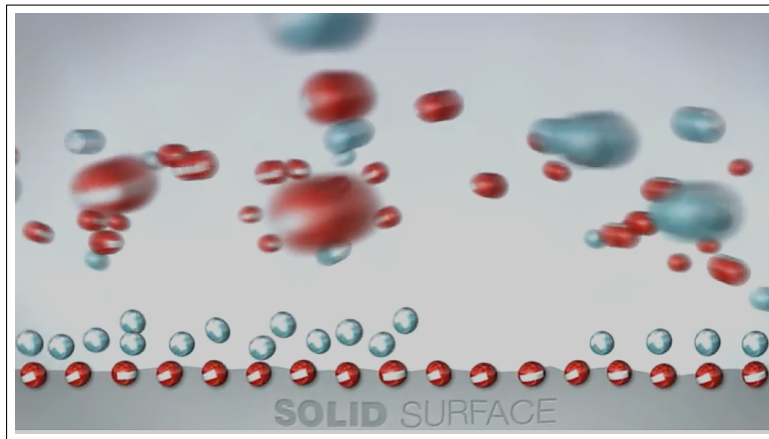


FIGURE 2.1 – *Vue d’artiste des courants de convection dans la double couche électrique. Cette figure est tirée d’une publicité en ligne pour l’analyseur SurPASS de la société Anton Paar.*

propagation d’une onde sismique peuvent être à l’origine de phénomènes électrocinétiques. Ce dernier cas nous intéresse tout particulièrement puisqu’il rend possible la méthode sismoélectrique.

Ces couplages électrocinétiques sont détaillés dans la section suivante.

2.2 Phénomènes électrocinétiques

2.2.1 La double couche électrique

Lorsqu’un mouvement relatif est induit entre les phases fluides et solides d’un milieu poreux, par exemple lors de l’écoulement d’un fluide aqueux à travers une roche, il crée un déséquilibre dans la distribution des charges et donne naissance à un potentiel d’électrofiltration ou *streaming potential*. La première explication connue de ce phénomène est due à Reuss (1809). Pour expliquer ce phénomène, on a recours à un modèle de double couche électrique (*Electric Double Layer* ou EDL) ou encore de triple couche électrique (Davis et al., 1978). Ce modèle décrit les interactions électriques entre les ions présents dans le fluide et ceux situés à la surface chargée des grains minéraux. Le modèle de la double-couche électrique décrit donc le comportement électrique d’une interface eau/roche.

Modèle de Helmholtz

Bien que Quincke (1861) ait proposé un modèle pour expliquer ses observations, c’est à Helmholtz (1879) qu’on attribue généralement le premier modèle de double couche électrique. Helmholtz formule mathématiquement la double couche comme un condensateur

plan : son modèle suppose une couche d'ions adsorbée à la surface et une couche de contre-ions de charge opposée, située à une distance fixée de la surface. Entre ces deux couches, supposées rigides, le potentiel électrique décroît linéairement avec la distance à l'interface, jusqu'à atteindre sa valeur dans la solution. Cette distribution des ions et contre-ions en nappes parallèles et rigides n'est pas réaliste : en raison de l'agitation thermique des contre-ions, en compétition avec leur attraction électrostatique par la surface chargée, cet agencement ne pourrait se maintenir. Cette agitation thermique joue un rôle particulièrement important pour des solutions faiblement concentrées, or la capacité de la double couche de Helmholtz ne dépend pas de la concentration des espèces en solution : ceci constitue une autre limite de ce modèle.

Modèle de Gouy-Chapman

Gouy (1910) et Chapman (1913) modifient le modèle de Helmholtz et aboutissent à un modèle de double couche *diffuse*. Ces auteurs supposent les contre-ions répartis de façon "atmosphérique" (Garambois, 1999) dans une couche diffuse de faible épaisseur, située au voisinage de la surface. À mesure que l'on s'éloigne de l'interface, la densité de charges diminue suivant une distribution statistique de Boltzmann, c'est-à-dire de façon exponentielle. Ce modèle ne permet pas de traiter le cas d'ions ayant un diamètre précis, mais seulement de charges ponctuelles.

Modèle de Gouy-Chapman-Stern

Ce modèle, développé par Stern (1924), combine les deux précédents ; il est encore communément utilisé aujourd'hui. Ce modèle fait intervenir la couche rigide de Helmholtz dans laquelle les ions sont adsorbés au solide, rebaptisée couche de Stern. Celle-ci est elle-même subdivisée en deux sous-couches, la couche de Stern interne et la couche de Stern externe. Dans la première, les ions partiellement déshydratés sont adsorbés ou liés chimiquement à la surface du minéral, tandis que dans la seconde, les ions hydratés sont à l'équilibre électrostatiques avec les charges adsorbées. Deux plans caractérisés par des densités de charges différentes sont définis dans la couche de Stern : le plan de Helmholtz interne (*Inner Helmholtz Plane*, IHP) et le plan de Helmholtz externe (*Outer Helmholtz Plan*, OHP) (voir Figure 2.2). Supposons la surface de la roche chargée négativement, comme c'est le cas du quartz à $\text{pH} < 3$; comme les cations présents dans la couche de Stern ne suffisent pas à compenser les charges de surface négatives, il existe une couche diffuse, la couche de Gouy-Chapman, dans laquelle les cations hydratés sont présents en plus grand nombre que les anions. Cet excès de charges positives décroît exponentiellement jusqu'à ce qu'à ce que cations et anions se retrouvent en proportions égales dans le fluide (*bulk fluid*), où le potentiel électrique est nul (Pride et Morgan, 1991).

Modèle de la Triple Couche Électrique

Le modèle de la Triple Couche Électrique (Davis et al., 1978) s'appuie sur le précédent, auquel il ajoute une troisième interface qui permet de décrire plus précisément l'adsorption d'ions dans la couche de Stern. Leroy et Revil (2004) ont récemment proposé un modèle de Triple Couche afin de décrire les propriétés électrochimiques des argiles. Ce modèle leur permet de calculer à la fois le potentiel ζ et la conductivité de surface à basse fréquence, c'est-à-dire pour quelques kHz. Ce modèle exprime la conductivité de surface comme la somme de deux contributions : la première contribution est associée à la couche de Stern, tandis que la seconde est liée aux contre-ions en excès dans la couche de Gouy-Chapman diffuse. Pour la smectite, ce modèle prédit une conductivité de surface indépendante de la salinité et une conductivité de surface augmentant avec la salinité pour la kaolinite. Dans les deux cas, la conductivité de surface apparaît dominée par la contribution liée à la couche de Stern, sans qu'il soit toutefois possible de négliger le terme lié à la couche diffuse.

2.2.2 Expression du potentiel électrique dans la couche diffuse pour un milieu saturé

Le mouvement relatif entre le solide et l'électrolyte crée une zone de cisaillement dans laquelle la vitesse d'écoulement est nulle. On définit le potentiel zeta [V] ou ζ comme le potentiel électrique statique développé sur cette surface. Ce plan de cisaillement est en général situé à quelques Angström à peine de la surface des grains minéraux (Revil et Glover, 1997) ; il est donc raisonnable de l'identifier avec le plan de Helmholtz externe (OHP) (Revil et al., 1999). Dans ce cas, le potentiel zeta est défini comme le potentiel électrique de la couche de Stern (Pride, 1994). En introduisant la coordonnée locale χ [m] mesurant la distance à cette couche, on peut écrire :

$$\zeta = \Phi(\chi = 0) \quad (2.2)$$

Le potentiel électrique Φ [V] dans la couche diffuse est décrit par l'équation de Poisson-Boltzmann (Pride, 1994) :

$$\nabla^2 \Phi = - \sum_{l=1}^L \frac{ez_l N_l}{\epsilon_0 \kappa_f} \exp\left(\frac{ez_l}{kT} \Phi\right) \quad (2.3)$$

Dans cette équation, e est la charge élémentaire [C], z_l est la valence des ions de l'espèce considérée et N_l le nombre d'ions de cette espèce (*bulk ionic concentration*). ϵ_0 désigne la permittivité diélectrique du vide [F/m], et κ_f la constante diélectrique de l'électrolyte. k est la constante de Boltzmann et T la température [K]. L'approximation de Debye (Debye et Hückel, 1923) selon laquelle $|\frac{ez_l \zeta}{kT}| \ll 2$ permet de linéariser cette équation (voir à cet

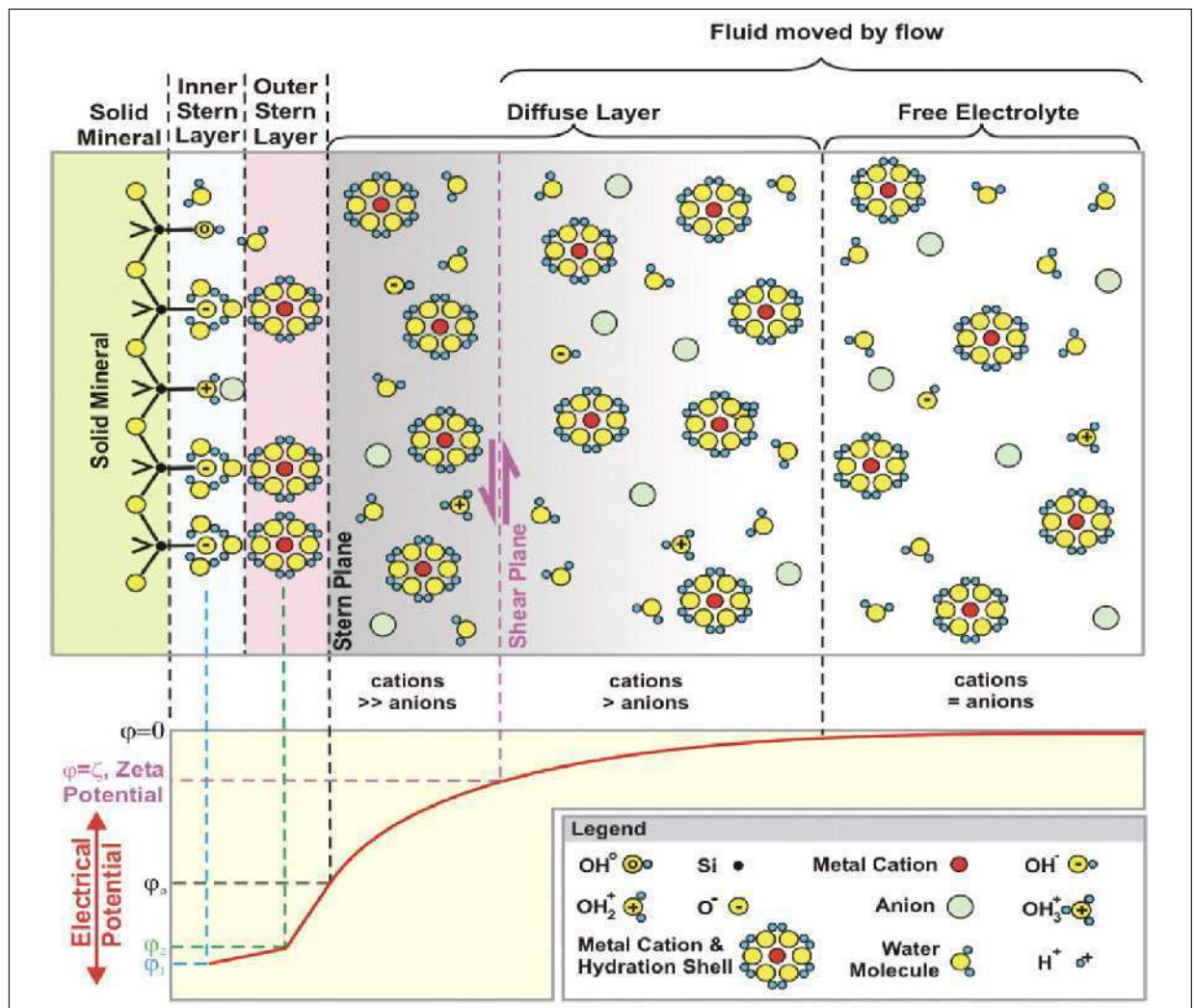


FIGURE 2.2 – Modèle de double couche électrique de Gouy-Chapman-Stern. D'après Glover et Jackson (2010).

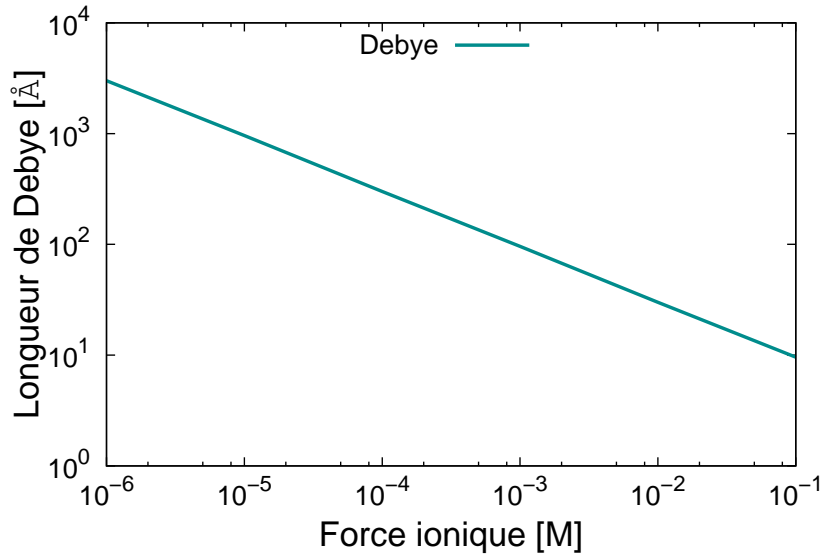


FIGURE 2.3 – *Longueur de Debye représentée en fonction de la force ionique. Graphe établi d'après les valeurs approchées représentatives calculées par Morgan et al. (1989) (Table 2).*

effet l'appendice A de l'article de Pride (1994)). Cette approximation est valable pour des particules faiblement chargées, *i.e.* pour de faibles valeurs du potentiel zeta, c'est-à-dire $|\zeta| < 25$ mV d'après Pride et Morgan (1991). La distribution du potentiel dans la couche diffuse peut alors se mettre sous la forme :

$$\Phi = \zeta \exp\left(-\frac{\chi}{d}\right) \quad (2.4)$$

d [m] est la longueur de Debye, définie comme :

$$d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \kappa_f k T}{(e z_l)^2 N_l}} \quad (2.5)$$

On utilise souvent la longueur de Debye pour caractériser l'épaisseur de la double couche électrique (Figure 2.3).

L'augmentation de la concentration en espèces ioniques réduit donc l'épaisseur de la double-couche électrique : ceci explique pourquoi les phénomènes électrocinétiques sont peu importants dans les milieux poreux contenant une solution fortement concentrée. Au-delà d'une certaine concentration, la longueur de Debye finit par avoisiner le rayon ionique des espèces en solution (par exemple, 2.23 Å pour le sodium) et le modèle de double couche n'est plus valide. Ainsi, quelle que soit la fréquence, il est admis que la dissipation électrocinétique est négligeable pour une molarité d'électrolyte dépassant 0.1 M, c'est-à-dire une concentration supérieure à 10⁻¹ mol/L (Pride et Morgan, 1991).

Le potentiel ζ dépend également de la concentration. À mesure que celle-ci augmente, le nombre de cations présents dans la couche de Stern augmente également. Ces cations ont un effet d'écran, qui fait diminuer le potentiel ζ en valeur absolue. La complexité de la double couche électrique rend difficile la formulation d'une expression théorique pour le potentiel ζ . Aussi plusieurs auteurs se sont-ils employés à déterminer ce paramètre de façon expérimentale (par exemple, Jednačak et al. (1974)). Pride et Morgan (1991) compilent plusieurs de ces mesures, effectuées sur des échantillons de quartz pour un électrolyte monovalent comme le chlorure de sodium (NaCl) ou le chlorure de potassium (KCl), à température ambiante ($T=25^\circ\text{C}$) et à pH neutre ($\text{pH}=7$). Ils aboutissent par régression linéaire à une relation empirique reliant le potentiel ζ [V] et la concentration ou molarité C [mol/L] :

$$\zeta = 0.008 + 0.026 \log_{10}(C) \quad (2.6)$$

Nous emploierons cette expression dans la suite de notre travail. Notons cependant qu'il existe plusieurs autres relations pour le potentiel ζ . Par exemple, Lorne et al. (1999) déduisent le potentiel ζ de mesures du coefficient d'électrofiltration réalisées sur des échantillons de grès de Fontainebleau broyés pour différentes concentrations de sels. Pour une solution de chlorure de potassium, ils établissent empiriquement la dépendance de ζ avec la résistivité du fluide ρ_f [$\Omega \cdot \text{m}$] :

$$\zeta_{CFS}(\text{pH} = 5.7) = -26 \text{mV} \left(\frac{\rho_f}{100} \right)^{0.23 \pm 0.014} \quad (2.7)$$

L'indice CFS désigne le matériau (*Crushed Fontainebleau Sandstone*) sur lequel ont été effectuées les mesures. Le potentiel ζ augmente d'environ 20 mV par décade, ce qui est cohérent avec la compilation de mesures faite par Pride et Morgan (1991). Citons également les travaux de Allègre et al. (2010), qui ont représenté les coefficients d'électrofiltration mesurés par plusieurs auteurs pour des pH compris entre 7 et 8 en fonction de la conductivité du fluide [S/m]. Un potentiel ζ de -17 mV peut être déduit de cette compilation de données.

2.2.3 Équations couplées

Ce paragraphe se propose d'exprimer les équations régissant les couplages électrocinétiques.

D'après la théorie d'Onsager (1931), un flux associé à un phénomène physique irréversible (flux de fluide, flux électrique, flux de chaleur, flux de concentration) peut s'écrire en fonction des N forces X_j qui les créent via les coefficients de transport L_{ij} :

$$J_i = \sum_{j=1}^N L_{ij} X_j \quad (2.8)$$

Ainsi, en négligeant les gradients de concentration et en travaillant à température constante, on peut écrire le flux de densité de courant électrique J [A/m²] en fonction du gradient de potentiel électrique ∇V [V/m] et du gradient de pression de pore ∇P [Pa/m] (2.9). Le flux hydrique ou flux d'écoulement volumique du fluide q [m/s] peut s'exprimer en fonction des mêmes gradients (2.10) :

$$J = L_{11}\nabla V + L_{12}\nabla P \quad (2.9)$$

$$q = L_{21}\nabla V + L_{22}\nabla P \quad (2.10)$$

Dans l'équation 2.9, le second terme du membre de droite rend compte des effets d'électrofiltration par l'intermédiaire du couplage L_{12} . Lorsque $L_{12}=0$, on retombe sur la loi d'Ohm ($I = L_{11}\nabla V$). Dans l'équation 2.10, $q = L_{22}\nabla P$ est la loi de Darcy ; le terme en $L_{21}\nabla V$ rend compte des effets électro-osmotiques.

Par identification avec les lois d'Ohm et de Darcy, on peut retrouver les coefficients de transport L_{11} et L_{22} intervenant dans les équations 2.9 et 2.10 : La loi d'Ohm permet d'écrire :

$$L_{11} = -\sigma_r \quad (2.11)$$

Dans l'expression 2.11, σ_r [S/m] est la conductivité de la roche. De la même manière pour L_{22} , la loi de Darcy donne :

$$L_{22} = -\frac{k}{\eta} \quad (2.12)$$

k [m²] est la perméabilité hydraulique et η [Pa.s] la viscosité dynamique du fluide.

Les relations de réciprocité d'Onsager (1931) imposent que : $L_{12}=L_{21}$. On note parfois L_{EK} ce terme de couplage. Les équations 2.9 et 2.10 sont couplées : elles reflètent la réciprocité des phénomènes électrocinétiques et électro-osmotiques dans le milieu poreux. Nous verrons plus loin que les équations de transport qui interviennent dans le théorie de Pride (1994) leur ressemblent beaucoup, à ceci près qu'elles introduisent un terme lié au déplacement des grains solides et surtout que le couplage y dépend de la fréquence, tandis que celui dont il est question ici est statique.

On peut écrire la divergence du flux de densité de courant électrique :

$$\nabla \cdot J = -\frac{\partial \rho_L}{\partial t} \quad (2.13)$$

ρ_L désigne ici la densité de charge surfacique [C/m²]. En faisant l'hypothèse que les matériaux géologiques considérés ici sont homogènes et peu conducteurs, on peut écrire $\frac{\partial \rho_L}{\partial t} = 0$. Ceci signifie que les charges libres se dissipent très rapidement, par exemple, en moins d'une microseconde pour un matériau de conductivité 10^{-4} S/m (Marquis, 2003).

Ainsi, en l'absence de source de courant électrique directe, la conservation de la densité de courant implique que :

$$\nabla \cdot J = 0 \quad (2.14)$$

L'équation 2.14 est l'équation de Poisson pour le potentiel électrique V . En remplaçant J dans l'équation 2.13 par son expression donnée dans 2.9 et en faisant l'hypothèse d'un milieu homogène, on aboutit à l'équation de Poisson simplifiée :

$$\nabla^2 V = -\frac{L_{EK}}{\sigma_r} \nabla^2 P \quad (2.15)$$

En supposant la densité de courant J nulle, on retrouve l'expression du coefficient d'électrofiltration (*Streaming Potential Coefficient*) introduite à la section 2.1.4 :

$$C = -\frac{L_{EK}}{\sigma_r} = \frac{\Delta V}{\Delta P} \quad (2.16)$$

2.2.4 L'équation d'Helmholtz-Smoluchowski

Le couplage L_{EK} n'est pas directement mesurable mais peut être déduit si l'on connaît le coefficient d'électrofiltration C et la conductivité électrique du milieu σ_r . Le coefficient d'électrofiltration C est décrit par l'équation de Helmholtz-Smoluchowski (Overbeek, 1952) dans le cas simple d'un modèle capillaire, dont l'encart 2.2.4 introduit la géométrie.

Cette formulation repose sur plusieurs hypothèses :

- l'écoulement est laminaire ;
- le capillaire est saturé ;
- l'électrolyte qui sature le capillaire est monovalent ;
- la longueur de Debye, c'est-à-dire l'épaisseur de la couche de Stern, est petite en regard de la taille des grains ou du rayon hydraulique ;
- la conductivité de surface peut être négligée par rapport à la conductivité du fluide (*fluid bulk conductivity*) ;
- les tortuosités hydraulique (définie dans l'encart 2.2.4 pour le modèle capillaire) et électrique sont identiques.

On a alors :

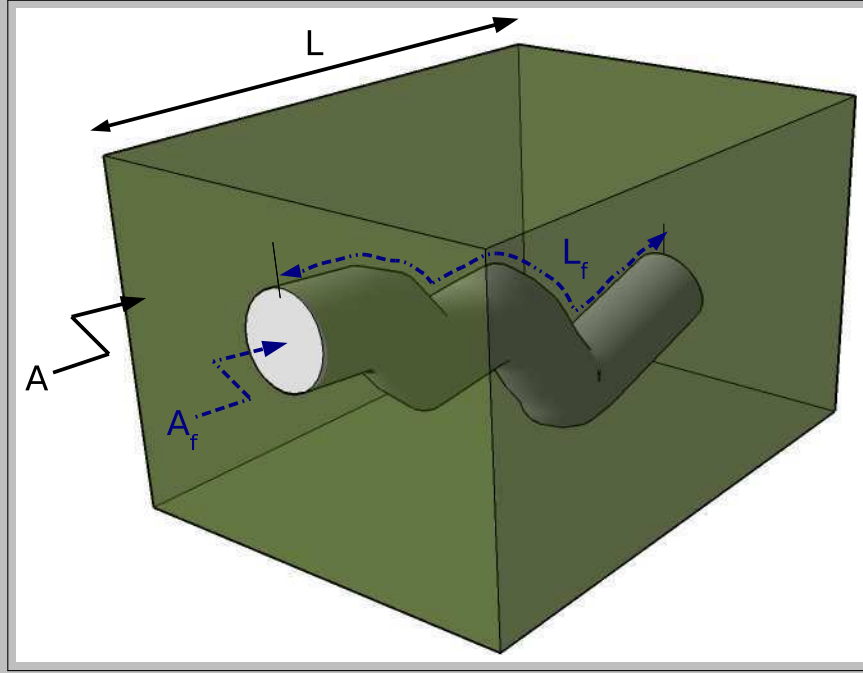
$$C = -\frac{\epsilon_f \zeta}{\eta \sigma_f} \quad (2.17)$$

Dans l'équation 2.17, ϵ_f est la permittivité diélectrique du fluide [F/m]. Dukhin et Derjaguin (1974) soulignent que le modèle initial de Helmholtz était établi pour un seul capillaire, et que le potentiel figurant dans l'équation 2.17 n'était pas le potentiel ζ . C'est Smoluchowski qui a généralisé cette équation dont les pores possèdent plusieurs tailles et formes.

Ainsi, le coefficient d'électrofiltration croît avec la permittivité diélectrique et le potentiel ζ , tandis qu'il diminue avec la viscosité et la conductivité du fluide. En revanche, il est indépendant de la taille de l'échantillon (Guichet, 2002). Pour un pH donné, le paramètre auquel ce coefficient est le plus sensible est la conductivité électrique (Jouniaux et Ishido, 2012). De plus, comme le potentiel ζ dépend du pH et de la température (Ishido et Mizutani, 1981), le coefficient d'électrofiltration est également sensible à ces grandeurs.

Encart 2.2.4 : le modèle capillaire.

Le modèle capillaire est fréquemment rencontré en physique des roches. Ce modèle consiste à représenter le milieu poreux comme un parallélépipède de section A et de longueur L traversé par un faisceau de canaux, qui entrent par une face du parallélépipède et en ressortent par la face opposée. Chaque capillaire est caractérisé par sa section réelle constante A_f et sa longueur réelle L_f , comme représenté ci-dessous :



La porosité ϕ du milieu est le rapport entre le volume de pore et le volume total ; avec les notations ci-dessus, elle s'exprime par (Ishido et Mizutani, 1981) :

$$\phi = \frac{A_f L_f}{AL} \quad (2.18)$$

La tortuosité géométrique α_∞ caractérise le chemin réel parcouru par le fluide dans le milieu poreux. Dans le modèle capillaire, elle est définie par :

$$\alpha_\infty = \frac{L_f}{L} \quad (2.19)$$

Ces paramètres seront définis plus loin dans le cas général.

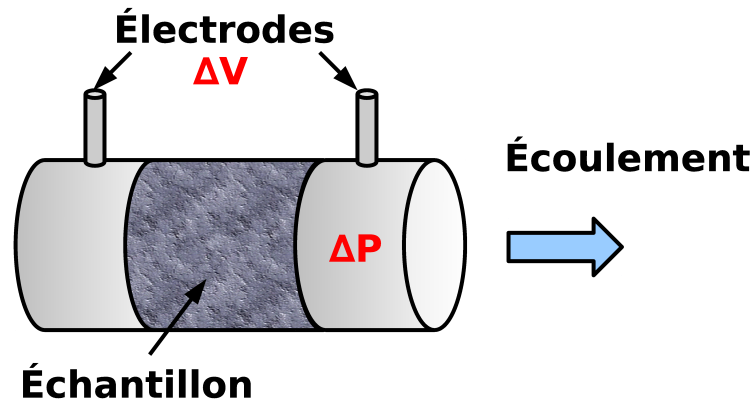


FIGURE 2.4 – *Schéma expérimental : l'écoulement du fluide engendré par la différence de pression ΔP engendre une différence de potentiel ΔV entre les extrémités de l'échantillon, mesurée au moyen d'une paire d'électrodes. Modifié d'après Guichet (2002).*

2.2.5 Mesures d'électrofiltration

Le coefficient d'électrofiltration peut être mesuré en appliquant à un échantillon de roche une pression de pore connue ΔP et en mesurant la différence de potentiel induite ΔV (Jouniaux et Ishido, 2012) (Figure 2.4).

Plusieurs auteurs ont étudié en laboratoire l'influence des propriétés de l'électrolyte sur le couplage électrocinétique : Ishido et Mizutani (1981) étudient le coefficient de proportionnalité entre ΔV et ΔP dans des échantillons de quartz pour différents pH de l'électrolyte. Ils observent que le coefficient d'électrofiltration augmente en valeur absolue avec le pH de la solution saturant les échantillons. Morgan et al. (1989) se penchent sur l'effet de la chimie du fluide sur le couplage électrocinétique. Pour un granite de Westerley broyé saturé avec différents électrolytes (chlorure de potassium, chlorure de sodium et chlorure de calcium), les auteurs mesurent le coefficient d'électrofiltration à pH fixe en fonction de la résistivité électrique de la solution, elle-même reliée à sa concentration en sels. Les résultats obtenus sont très différents selon qu'un électrolyte monovalent ou bivalent est considéré. Lorne et al. (1999) mènent un travail similaire avec des échantillons de grès de Fontainebleau. Certains des travaux évoqués plus haut rendent compte de l'influence de la composition minéralogique de la roche sur le coefficient d'électrofiltration (Parks, 1965; Ishido et Mizutani, 1981; Morgan et al., 1989).

D'autres expériences mettent en évidence l'influence de la perméabilité du milieu sur le coefficient de couplage électrocinétique (Pozzi et Jouniaux, 1994; Lorne et al., 1999). Lorne et al. (1999) observent notamment sur des grès de Fontainebleau broyés que pour des perméabilités inférieures à 10 Darcy ($10-11\text{m}^2$), le coefficient d'électrofiltration reste

constant, tandis qu'il diminue fortement pour des perméabilités supérieures à 50 Darcy ($5 \times 10^{-11} \text{m}^2$). Le potentiel ζ déduit du coefficient d'électrofiltration décroît en valeur absolue de 50 mV à 50 Darcy à 10 mV à 120 Darcy.

Dans l'équation de Helmholtz-Smoluchowski (équation 2.17) le coefficient d'électrofiltration est défini à saturation totale. Cependant, plusieurs auteurs s'intéressent à l'influence de la saturation en eau sur ce coefficient.

Dans sa thèse, Guichet (2002) cite les études expérimentales de Antraygues et Aubert (1993), Sprunt (1994) et Jiang et al. (1998). Guichet souligne que ces trois études concluent à une augmentation du coefficient d'électrofiltration en milieu diphasique (pour une mixture eau/huile par exemple), alors qu'elles ne mettent pas en œuvre de dispositif expérimental permettant de mesurer ce coefficient : par exemple Antraygues et Aubert (1993) mesurent le potentiel d'électrofiltration dans une colonne de sable ou de scories basaltiques dans laquelle ils injectent de la vapeur d'eau, mais ils ne mesurent pas le gradient de pression ΔP qui l'engendre et sont donc incapables de remonter au coefficient d'électrofiltration. Guichet et al. (2003) mettent au point une expérience pour laquelle le couplage d'électrofiltration est mesuré pour différents degrés de saturation dans une colonne de sable de Fontainebleau. Pour ce faire, les auteurs injectent du gaz (argon, azote ou dioxyde de carbone) dans la colonne de sable pour diminuer la saturation en eau du milieu et y mettre le fluide en mouvement. Ils montrent que le coefficient d'électrofiltration peut soit être constant à mesure que la saturation varie, résultat obtenu pour une circulation d'azote dans la colonne de sable, ou au contraire varier avec le taux de saturation, dans le cas de l'argon. Dans ce cas, le coefficient d'électrofiltration diminue d'un facteur 3 à mesure que la saturation décroît de 100% à 40%, taux de saturation limite auquel apparaissent les flux d'eau sous l'effet du gradient de pression.

2.3 Les conversions sismoélectromagnétiques : la théorie de Pride (1994)

2.3.1 Introduction

Dans la section précédente, nous avons présenté comment un simple écoulement de fluide à travers le milieu poreux engendre un potentiel d'électrofiltration. Le mouvement relatif entre les phases fluide et solide peut être dû au passage d'une onde sismique à travers la roche. On appelle conversions sismoélectriques ou sismoélectromagnétiques les conversions électrocinétiques créées de la sorte. Pour les comprendre, il faut faire appel à la théorie de Maxwell et la combiner avec la théorie de la poroélasticité initiée par Biot (1956a,b), qui permet de décrire la propagation des ondes sismiques à travers un milieu poreux saturé.

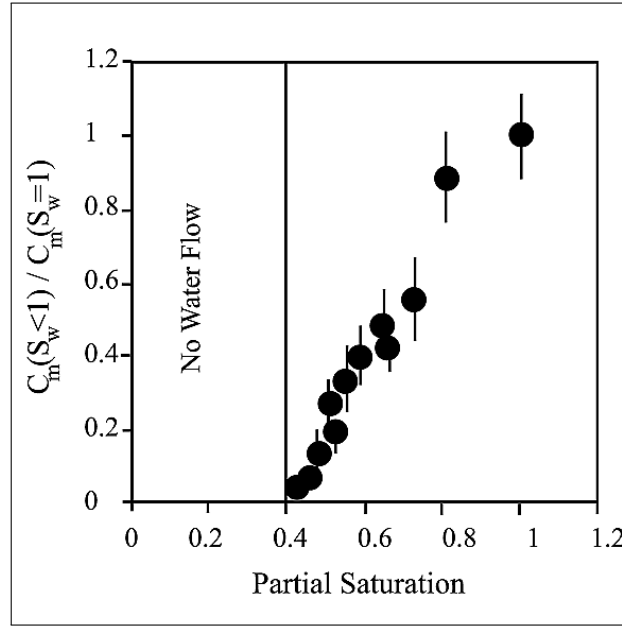


FIGURE 2.5 – Mesures expérimentales du coefficient électrocinétique en fonction du taux de saturation pour une colonne de sable de Fontainebleau dans laquelle est injecté de l'argon, normalisé par le coefficient mesure à saturation totale. (Guichet et al., 2003)

Depuis les premières observations de signaux sismoélectriques sur le terrain, plusieurs auteurs se sont essayés à établir une telle combinaison. Ainsi, Frenkel (1944) a introduit les équations décrivant le mouvement relatif entre les phases fluide et solide induit par le passage d'une onde sismique compressive dans un milieu homogène. Il a tenté d'exprimer le champ électrique créé par ce mouvement relatif au moyen de l'équation de Helmholtz-Smoluchowski. On a vu plus haut que cette équation suppose que le courant de convection induit mécaniquement équilibre parfaitement le courant de conduction qui apparaît en contre-réaction. Ceci impliquant que le courant électrique total soit nul en tout point du milieu poreux, Frenkel conclut de façon erronée que le champ électrique est non-nul seulement aux endroits où existent des écoulements transitoires induits par le passage des ondes sismiques.

Les équations formulées par Neev et Yeatts (1989) visent également à décrire les couplages sismoélectriques, mais elles ne s'appuient pas sur la totalité des équations de Maxwell. Ceci amène ces auteurs à affirmer qu'une onde de cisaillement ne génère aucune perturbation électromagnétique. Or Pride (1994) explique qu'une onde cisailante génère un courant d'électrofiltration qui joue le rôle de source dans l'équation d'Ampère. De plus, aussi bien Neev et Yeatts (1989) que Frenkel (1944) ignorent la dépendance en fréquence du couplage sismoélectrique.

Pride (1994) se propose de corriger ces deux approches en considérant un courant non-nul dans la loi d'Ampère et en prenant en compte le jeu complet des équations de

Maxwell. Dans cette section, nous présentons la théorie de Pride, sur laquelle s'appuie le programme de modélisation de la propagation des ondes sismoélectriques que nous avons choisi d'utiliser, dont il sera question au chapitre 3.

2.3.2 Hypothèses

Pride (1994) fait plusieurs hypothèses pour élaborer sa théorie de la propagation des ondes sismoélectromagnétiques. Les principales d'entre elles sont rappelées par Bordes (2005) dans sa thèse :

- Les perturbations considérées sont linéaires, c'est-à-dire obéissant au principe de superposition ;
- Le fluide est un électrolyte idéal, c'est-à-dire que les ions s'y déplacent indépendamment les uns des autres. Considérer des concentrations en sels inférieures à 1 mol/L suffit en général à assurer la validité de cette hypothèse ;
- Le milieu est isotrope et complètement saturé en fluide ;
- Les effets de diffusion y sont négligeables : ceci implique que deux conditions soient validées : (1) la constante diélectrique des grains doit être très inférieure à celle du fluide (en pratique d'au moins un ordre de grandeur plus faible) et (2) l'épaisseur de la double couche doit être faible en regard du rayon de courbure des grains. Cette faible épaisseur de la double couche permet de considérer celle-ci comme étant plane.
- Enfin la longueur d'onde est grande comparée à la taille des grains (par exemple $\lambda > 1$ mm). Ainsi, la fréquence la plus élevée possible avec ce modèle pour les ondes mécaniques est de l'ordre de 10^6 Hz. De plus, cette hypothèse permet de négliger les phénomènes de diffraction au niveau des grains.

Ces suppositions sont généralement valables pour des roches sédimentaires saturées en fluide. Pride suppose également les grains de quartz constituant le milieu comme orientés aléatoirement les uns par rapport aux autres : cette hypothèse lui permet de considérer nulle la polarisation moyenne d'un groupe de grains, et donc de s'affranchir des effets piézoélectriques décrits à la section 2.1.1.

Enfin, à l'instar de Biot, Pride (1994) fait l'hypothèse que les déplacements sont petits, aussi bien dans la phase fluide que dans la phase solide.

2.3.3 Des équations microscopiques aux équations macroscopiques

Au vu de son épaisseur négligeable, inférieure à 10 \AA , Pride considère que la couche de Stern ne peut être traitée comme une phase indépendante. Ses propriétés physiques peuvent être déduites des conditions aux limites à la surface grain/fluide, à savoir la densité uniforme de charges de surface Q^o [C] et la condition de non-glissement (vitesse tangentielle nulle du fluide par rapport à la surface solide). Partant des équations de Maxwell

pour les phases fluide et solide, Pride obtient les conditions aux limites à l'interface pour l'induction magnétique \mathbf{b} , le déplacement diélectrique \mathbf{d} et les champs électromagnétiques \mathbf{E} et \mathbf{H} . À partir de l'équation de conservation du moment linéaire, il formule également les conditions aux limites pour les contraintes τ et les déplacements \mathbf{u} . Ces équations exprimant les conditions aux limites sont valides à l'échelle microscopiques, c'est-à-dire à l'échelle des pores ou des grains. En les moyennant sur un volume donné V_A [m³], Pride obtient les équations macroscopiques associées. La longueur associée au volume d'homogénéisation est donc choisie grande comparée à celle des grains, mais reste petite en regard des longueurs d'ondes sismiques : ainsi, ce volume se comporte comme un milieu homogène pour les ondes sismiques qui s'y propagent. De plus les propriétés du milieu, telles que la porosité, sont supposées varier lentement dans l'espace par rapport à V_A .

Soit a_ξ le champ microscopique associé à la phase ξ ; sa valeur moyenne s'écrit :

$$\langle a_\xi \rangle = \frac{1}{V_A} \int_{V_\xi} a_\xi dV \quad (2.20)$$

Dans l'équation 2.20, V_ξ [m³] représente le volume de la phase ξ dans V_A .

2.3.4 Équations de Maxwell

Contrairement à ses prédécesseurs, Pride (1994) prend en compte la totalité des équations de Maxwell.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B}_m \quad (2.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (2.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = Q \quad (2.23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.24)$$

\mathbf{E} est le champ électrique [V/m] et \mathbf{H} le champ magnétique [A/m]. \mathbf{B} désigne l'induction magnétique [T], tandis que le déplacement diélectrique est noté \mathbf{D} [C/m²]. \mathbf{J} est la densité de courant électrique [A/m²]. Q est la densité de charges électriques adsorbée. ω désigne la fréquence angulaire [rad/s]. Ces équations sont formulées en domaine fréquentiel : les facteurs en $-i\omega$ qui y figurent correspondent à des dérivées par rapport au temps en domaine temporel. Ainsi, l'équation 2.21 ou équation de Maxwell-Thomson décrit comment la variation d'un champ magnétique ($-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ en domaine temporel) peut induire un champ électrique. De même l'équation 2.22, également connue comme l'équation de Maxwell-Ampère, énonce que le champ magnétique peut être généré à la fois par des

courants électriques (le terme en \mathbf{J}) et par la variation d'un champ électrique (le terme en $-i\omega\mathbf{D}$). Quant à l'équation 2.23, appelée aussi équation de Maxwell-Gauss, elle décrit comment les charges électriques génèrent un champ électrique. Enfin, l'équation 2.24 ou équation de Maxwell-Fraday, met en évidence qu'il n'existe pas de "monopôle magnétique" comparable à une charge électrique. Ces quatre équations peuvent être couplées via les relations constitutives ci-dessous :

$$\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} \quad (2.25)$$

$$\mathbf{B}_m = \mu_0\mathbf{H} \quad (2.26)$$

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E} \quad (2.27)$$

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ($4\pi 10^{-7}$ H/m). σ est la conductivité du milieu [S/m].

ϵ [F/m] désigne la permittivité électrique du matériau. Il existe plusieurs formules permettant de calculer la permittivité d'un milieu poreux saturé en fluide, parmi lesquelles la formule de Clausius-Mosotti ou encore l'approche auto-consistante (Mavko et al., 2009). Plusieurs versions de ces formules ont été mises au point, selon que l'on considère des inclusions sphériques ou ellipsoïdales dans un matériau hôte. Nous y reviendrons au chapitre 5, où il sera question de calculer la permittivité électrique d'un milieu poreux en conditions non-saturées. Quoi qu'il en soit, Pride (1994) exprime la permittivité du milieu poreux effectif en fonction de la porosité ϕ , de la tortuosité hydraulique α_∞ , des constantes diélectriques des phases fluide et solide du milieu κ_s et κ_f et de la permittivité électrique du vide ϵ_0 (égale à 8.85×10^{-12} F/m) :

$$\epsilon = \epsilon_0 \left[\frac{\phi}{\alpha_\infty} (\kappa_f - \kappa_s) + \kappa_s \right] \quad (2.28)$$

2.3.5 Équations mécaniques

Les équations de Pride (1994) permettent décrire le comportement mécanique d'un milieu poreux saturé. Elles correspondent à une généralisation des équations de Biot (1956a,b) :

$$\nabla \cdot \tau_B = -\omega^2 (\rho \mathbf{u}_s + \rho_f \mathbf{w}) \quad (2.29)$$

$$\tau_B = (K_G \nabla \cdot \mathbf{u}_s + C \nabla \cdot \mathbf{w}) \mathbf{I} + G_{fr} (\nabla \mathbf{u}_s + \nabla \mathbf{u}_s^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}_s \mathbf{I}) \quad (2.30)$$

$$-p = C \nabla \cdot \mathbf{u}_s + M \nabla \cdot \mathbf{w} \quad (2.31)$$

Dans les équations 2.29 et 2.30, τ_B est le tenseur des contraintes d'ordre deux défini par :

$$\tau_B = \phi \tau_f + (1 - \phi) \tau_s \quad (2.32)$$

où ϕ est la porosité et τ_f et τ_s les tenseurs des contraintes agissant respectivement sur les phases fluide et solide. p désigne le champ de pression interstitielle du fluide. \mathbf{w} [m] est le vecteur déplacement relatif entre les phases fluide et solide, qui peut s'exprimer en fonction des vecteurs déplacement pour la phase fluide \mathbf{u}_f [m] et solide \mathbf{u}_s [m] :

$$\mathbf{w} = \phi(\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_f) \quad (2.33)$$

\mathbf{w} [m] est ainsi défini comme l'intégrale de la vitesse de filtration de Darcy. G_{fr} [Pa] est le module élastique de cisaillement du squelette des grains. Enfin, \mathbf{I} désigne la matrice identité.

Les coefficients poroélastiques relatifs à la déformation sont :

$$K_G = \frac{K_{fr} + \phi K_f + (1 + \phi) K_s}{1 + \Delta} \quad (2.34)$$

$$C = \frac{K_f + K_s \Delta}{1 + \Delta} \quad (2.35)$$

$$M = \frac{1}{\phi} \frac{K_f}{1 + \Delta} \quad (2.36)$$

$$\Delta = \frac{K_f}{\phi K_s^2} [(1 - \phi) K_s - K_{fr}] \quad (2.37)$$

K_f [Pa] et K_s [Pa] désignent respectivement les modules d'incompressibilité du fluide et du solide ; K_{fr} [Pa] est celui du squelette. Le module d'incompressibilité non-drainé K_G est également connu sous le nom de module de Gassmann. Les coefficients introduits dans les équations 2.34 à 2.37 ressemblent beaucoup à ceux utilisés par Biot (1956a,b) : Biot fait notamment intervenir le module de cisaillement G_{fr} dans ses coefficients élastiques, tandis que ceux introduits ici dépendent uniquement des modules d'incompressibilité et de la porosité. Le module de cisaillement apparaît ici uniquement dans l'expression du tenseur des contraintes donnée à l'équation 2.30.

Une autre différence réside dans l'expression de la fréquence de coupure entre régimes visqueux (limite basse fréquence) et inertiels (limite haute fréquence), qui prend ici en compte le facteur de formation $\frac{\alpha_\infty}{\phi}$:

$$\omega_c = \frac{\phi\eta}{\alpha_\infty \kappa_0 \rho_f} \quad (2.38)$$

Dans l'expression de ω_c proposée par Biot, un facteur 2π se substitue à la tortuosité α_∞ .

Les théories de Biot (1956a,b) et Pride (1994) diffèrent surtout par l'approche empruntée par ces auteurs : la méthode d'homogénéisation de Pride est plus rigoureuse que l'approche heuristique suivie par Biot. En fait, ? explique que cette dernière n'est justifiée qu'*a posteriori* par la concordance entre les résultats qu'elle permet d'obtenir et ceux donnés par la méthode d'homogénéisation.

2.3.6 Équations de transport

Les équations de transport jouent un rôle central dans la théorie de Pride, au sens où elles relient les équations mécaniques introduites à la section précédente (section 2.3.5) aux équations de Maxwell (section 2.3.4). Elles expriment les flux de fluide et de courant électrique dans les pores en fonction des forces qui les créent. Ainsi, elles rendent compte des couplages sismoélectriques et électrosismiques.

$$\mathbf{J} = \sigma(\omega)\mathbf{E} + L_{12}(\omega) (-\nabla p + \omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s) \quad (2.39)$$

$$-i\omega \mathbf{w} = L_{21}(\omega)\mathbf{E} + \frac{k(\omega)}{\eta} (-\nabla p + \omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s) \quad (2.40)$$

\mathbf{J} est le flux densité de courant électrique [A/m²], que Pride exprime comme la somme des flux liés aux courants de conduction et d'électrofiltration. Le premier terme du membre de droite dans l'équation 2.39 (le terme en $\sigma(\omega)\mathbf{E}$) correspond à la loi d'Ohm, tandis que le second terme est lié aux courants d'électrofiltration. Ceux-ci peuvent être induits par la pression de fluide p [Pa] ou par l'accélération de la matrice solide $\omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s$ [m/s²].

\mathbf{w} [m] est le déplacement relatif fluide/solide introduit dans les équations mécaniques : $-i\omega \mathbf{w}$ ou $\dot{\mathbf{w}}$ [m/s] correspond donc à la vitesse de Darcy. L'analogie avec l'équation 2.10 se fait spontanément : comme précédemment, ce flux hydrique peut s'écrire comme la somme des contributions électriques (le premier terme en $L_{21}(\omega)\mathbf{E}$) et mécaniques (le deuxième terme, qui correspond à la loi de Darcy). La nouveauté par rapport à l'équation 2.10 est la prise en compte de l'accélération des grains solides.

Nous allons à présent passer en revue les trois paramètres dépendant de la fréquence qui interviennent dans les équations de transport : la perméabilité dynamique $k(\omega)$ [m²], la conductivité électrique $\sigma(\omega)$ et enfin le couplage électrocinétique :

$$L(\omega) = L_{EK}(\omega) = L_{12}(\omega) = L_{21}(\omega) \quad (2.41)$$

Couplage sismoélectrique $L(\omega)$

Dans l'annexe B de son article, Pride (1994) obtient de façon analytique la relation de réciprocité d'Onsager. Tout comme elle l'a été pour les couplages électrocinétiques et électro-osmotiques, la réciprocité d'Onsager est établie pour les couplages sismoélectriques (L_m) et électrosismiques (L_e). On a donc : $L(\omega) = L_m(\omega) = L_e(\omega)$.

Pour obtenir une expression du couplage dépendant de la fréquence, Pride commence par calculer les limites basse et haute fréquence de ce coefficient de couplage.

Alors :

$$L(\omega) = L_0 \left[1 - i \frac{\omega}{\omega_t} \frac{m}{4} \left(1 - 2 \frac{d}{\Lambda} \right)^2 \left(1 - i^{3/2} d \sqrt{\frac{\omega \rho_f}{\eta}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

est une fonction possible qui connecte simplement ces deux limites à basse et haute fréquence. Cette fonction a un comportement correct dans le plan complexe ω . $L(\omega)$ peut donc s'écrire comme le produit d'un terme dépendant de la fréquence et d'un terme L_0 statique, c'est-à-dire à fréquence nulle.

$$L_0 = -\frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta}{\eta} \left(1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda} \right) \quad (2.43)$$

d [m] est la longueur de Debye : une expression de ce paramètre a déjà été donnée à l'équation 2.5. Cette longueur caractérise l'épaisseur de la double couche électrique, supposée petite devant les autres paramètres géométriques du milieu poreux (le rayon des grains, par exemple). ω_t [rad/s] est la fréquence angulaire de transition donnée à l'équation 2.38. Elle contrôle la transition entre les régimes d'écoulements visqueux et inertiels : on verra à la section 2.5.2 comment cette pulsation contrôle les facteurs de qualité des ondes sismiques en présence. m et Λ sont deux paramètres géométriques.

Λ est une longueur caractéristique de la microstructure, introduite par Johnson et al. (1986). m est un coefficient introduit par Pride (1994), généralement compris entre 4 et 8. m et Λ sont reliés par :

$$\Lambda = \sqrt{\frac{k_0 m \alpha_\infty}{\phi}} \quad (2.44)$$

où k_0 est la perméabilité du milieu [m²].

$(1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda})$ est un terme correctif, qui représente quelques pourcents tout au plus (Pride, 1994). Ce terme n'est valable que lorsque l'hypothèse d'une double couche mince est vérifiée. Il n'existe pas de cas pour lequel L_0 tend vers 0 à mesure que \tilde{d} tend vers $\frac{\Lambda}{2}$.

En dépit du signe moins qui le multiplie, L_0 permet d'obtenir des densités de courant d'électrofiltration positives pour des valeurs positives de $-\nabla p$ car le potentiel ζ prend des valeurs négatives lorsque la couche diffuse présente un excès de charges positives.

k_0 [m ²]	η [Pa.s]	ρ_f [kg/m ³]	κ_f	C_0	m_{Archie}	m	T [°K]
10^{-11}	10^{-3}	10^3	80	10^{-3}	2.05	4	298

TABLE 2.1 – Paramètres utilisés pour modéliser les rapports $\frac{L(\omega)}{L_0}$ et $\frac{k(\omega)}{k_0}$ aux figures 2.6 et 2.7. On a pris $\zeta = 0.01 + 0.025 \log_{10}(C)$ et l'expression de la longueur de Debye donnée à l'Équation 2.5.

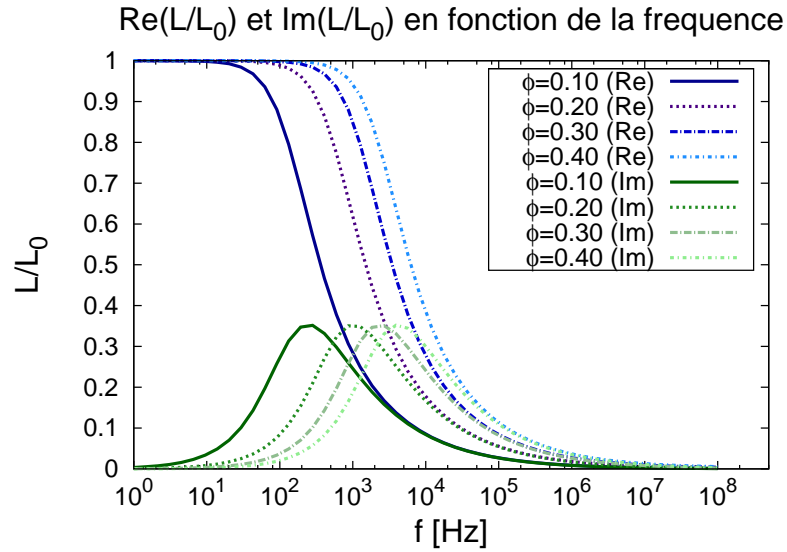


FIGURE 2.6 – Variations du rapport du couplage dynamique $L(\omega)$ sur le couplage statique L_0 en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de porosité. Courbes bleues : partie réelle. Courbes vertes : partie imaginaire.

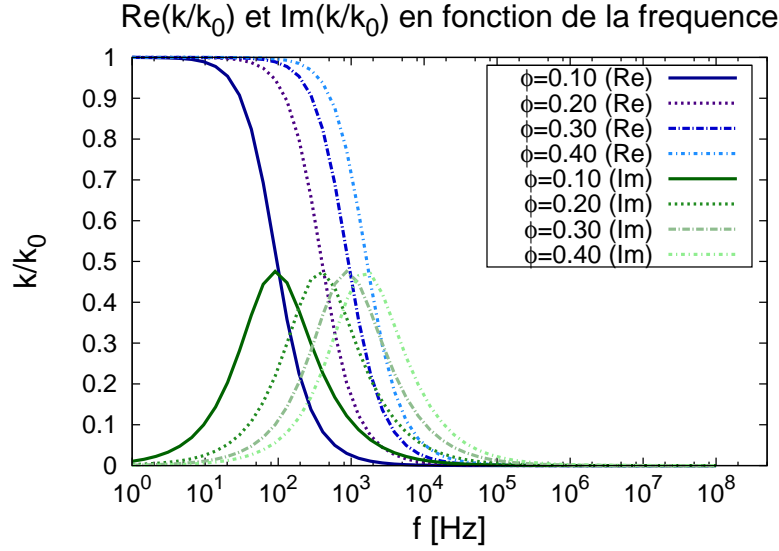


FIGURE 2.7 – Variations du rapport de la perméabilité dynamique $k(\omega)$ sur la perméabilité statique k_0 en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de porosité. Courbes bleues : partie réelle. Courbes vertes : partie imaginaire.

Perméabilité dynamique $k(\omega)$

Pour obtenir la perméabilité dynamique, Pride détermine les bornes basse et haute fréquence pour la perméabilité et propose une fonction simple les reliant. Il obtient ainsi :

$$k(\omega) = k_0 \left[\left(1 - i \frac{\omega}{\omega_t} \frac{4}{m} \right)^{1/2} - \left(i \frac{\omega}{\omega_t} \right) \right]^{-1} \quad (2.45)$$

k_0 est la perméabilité statique, c'est-à-dire à fréquence nulle. La définition de la perméabilité donnée à l'équation 2.45 est la même que celle proposée par Johnson et al. (1987) (modèle Johnson-Dashen-Koplik) sur la base d'arguments liés à l'énergie. Ces auteurs montraient que la dépendance en fréquence de la perméabilité est beaucoup plus significative à haute fréquence, lorsque l'épaisseur de peau $\delta = \sqrt{\eta/\omega\rho_f}$ devient comparable à la taille des grains.

Conductivité électrique $\sigma(\omega)$

Pride (1994) écrit la conductivité électrique comme la somme de deux contributions, l'une liée aux déplacements des ions dans le fluide saturant le réseau poreux, l'autre aux échanges d'ions à l'interface fluide/solide :

ϕ	k_0 [m ²]	η [Pa.s]	ρ_f [kg/m ³]	κ_f	m_{Archie}	m	T [°K]
0.35	10^{-11}	10^{-3}	10^3	80	2.05	4	298

TABLE 2.2 – Paramètres utilisés pour calculer la conductivité électrique à la figure 2.8. On a pris $\zeta = 0.01 + 0.025 \log_{10}(C)$ et l'expression de la longueur de Debye donnée à l'équation 2.5.

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \left[1 + 2 \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\sigma_f \Lambda} \right] \quad (2.46)$$

σ_0 est la conductivité de la roche telle qu'elle est définie par la loi d'Archie, lorsque l'hypothèse selon laquelle le minéral est isolant par rapport au fluide est vérifiée :

$$\sigma_0 = \frac{\phi \sigma_f}{\alpha_\infty} \quad (2.47)$$

Le terme C_{em} [S] est la conductance d'origine électrocinétique associée à l'électromigration des ions dans la double couche. Dans le cas général d'un électrolyte multicomposant, l'expression exacte de C_{em} est obtenue par la résolution de l'équation de Poisson-Boltzmann, suivie d'une intégration numérique. Cependant, l'approximation de Debye permet d'obtenir une estimation satisfaisante de C_{em} par développement limité. De plus, en supposant l'électrolyte symétrique monovalent :

$$C_{em} = 4d(ez)^2 N b \left[\cosh\left(\frac{ez\zeta}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.48)$$

Dans l'Équation 2.48, b désigne la mobilité ionique [N.s/m]. C_{os} [S] est la conductance électro-osmotique associée à la convection électriquement induite des ions en excès dans la double-couche :

$$C_{os}(\omega) = \frac{(\epsilon_0 \kappa_f \zeta)^2}{2d\eta} P_0 \left(1 - 2 \frac{i^{3/2} d}{P_0 \delta} \right) \quad (2.49)$$

Avec :

$$P_0 = \frac{16kTd^2N}{\epsilon_0 \kappa_f \zeta^2} \left[\cosh\left(\frac{ez\zeta}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (2.50)$$

C_{os} dépend de la fréquence par l'intermédiaire de la profondeur de peau δ

Représenter σ et σ_0 en fonction de la concentration en sels (figure 2.8) permet de se rendre compte qu'au dessus d'un certain seuil de salinité, la contribution des conductances de surface est négligeable. Ce seuil est de l'ordre de 10^{-5} mol/L pour les paramètres rappelés dans la table 2.2.

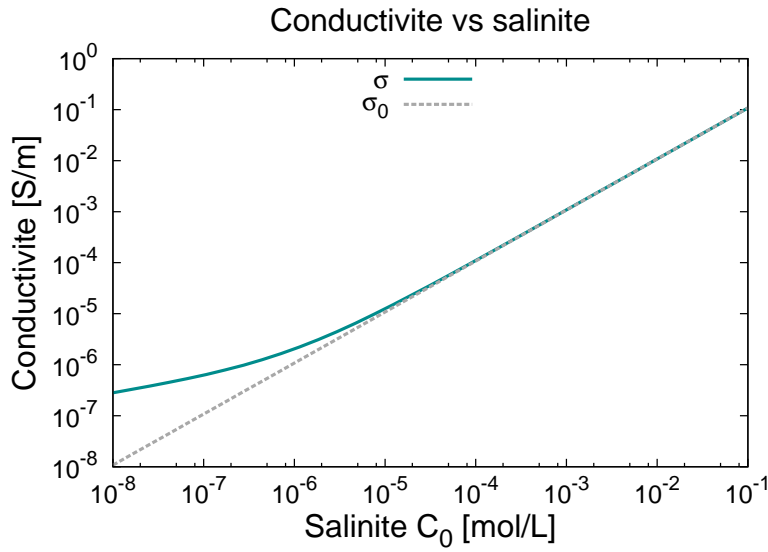
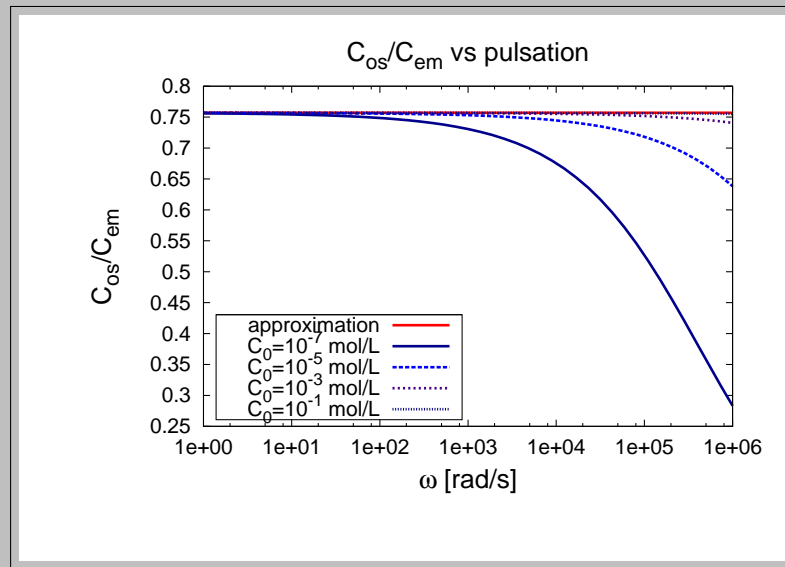


FIGURE 2.8 – Conductivité électrique effective σ_0 en fonction de la salinité C_0 comparée à la conductivité totale σ , incluant la contribution des conductances de surface. Cette contribution joue ici un rôle négligeable pour des salinités supérieures à 10^{-5} mol/L. Les propriétés du milieu modélisé figurent dans la table 2.2 : on considère ici un sable propre, i.e. sans argile. La réponse du milieu est modélisée pour une fréquence de 50 Hz. Bien qu’il existe une dépendance en fréquence de la conductance C_{os} via la profondeur de peau, cette dépendance est faible : diviser ou multiplier la fréquence par un facteur 10 ne modifie pas la conductivité totale.

Encart 2.3.6 : Contribution relative des conductances électrocinétiques et électro-osmotiques.

Il est intéressant d'étudier l'influence relative que jouent les conductances électro-osmotiques et électrocinétiques. Pour les basses fréquences, c'est-à-dire aux fréquences sismiques qui nous intéressent, les rapports entre C_{os} et C_{em} calculés pour différentes salinités pour un électrolyte binaire symétrique tendent tous vers la même valeur limite.



Ce résultat est cohérent avec celui de Pride (1994), qui obtient :

$$\frac{C_{os}}{C_{em}} = \frac{2\epsilon_f kT}{(ez)^2 \eta b} \quad (2.51)$$

lorsque le rapport $\frac{d}{\delta}$ peut être négligé. En se basant sur les formules 2.48 et 2.49 et pour une mobilité ionique $b_l = 3 \times 10^{11}$ Ns/m (valable pour un ion inorganique typique tel que le sodium), on trouve $\frac{C_{os}}{C_{em}} \simeq 0.75$. Ce résultat signifie que C_{os} contribue presque autant que C_{em} à la conduction totale.

2.4 Les différents types d'ondes sismoélectromagnétiques

Dans cette section, nous détaillons les deux principaux types d'ondes susceptibles d'être observées lors de mesures sismoélectromagnétiques :

1. les ondes cosismiques (ou signaux de type I)
2. les réponses interfaciales (ou signaux de type II)

D'autres types d'ondes éventuellement rencontrées sur le terrain et décrites pour la première fois par Haines et al. (2007b) font l'objet de l'encart 2.4.2.

La nature des informations géophysiques obtenues dépend directement de la catégorie de signaux étudiée. Nous verrons à la section suivante que l'onde cosismique étant piégée à l'intérieur de l'onde sismique qui lui donne naissance, elle renseigne sur le milieu localement, c'est-à-dire à proximité des récepteurs. Ainsi, dans le cas de capteurs électriques déployés en forage, l'étude des signaux cosismiques peut permettre de remonter aux propriétés de la roche au voisinage du puits, pour peu que celui-ci ne soit pas tubé. Au contraire, pour le cas où la source et les récepteurs se trouvent à la surface, on s'intéresse plutôt aux conversions interfaciales, qui peuvent renseigner sur le sous-sol en profondeur. Les différents types d'ondes sismoélectriques apparaissent parfois superposées les unes aux autres sur les enregistrements sismoélectromagnétiques. Ainsi, il arrive que les signaux cosismiques occultent les réponses interfaciales d'amplitudes très faibles. Il est donc important de connaître les caractéristiques des signaux sismoélectromagnétiques, afin de pouvoir les identifier et éventuellement les extraire des enregistrements.

2.4.1 Ondes cosismiques

La totalité des neuf équations de Pride a été formulée à la section précédente : il s'agit des équations de Maxwell, des équations mécaniques décrivant la propagation d'une onde sismique dans un milieu poroélastique et des équations de transport permettant de coupler ces deux systèmes. Revenons à l'équation 2.39 : le deuxième terme du membre de droite représente la part de la densité de courant \mathbf{J} due au gradient de pression de fluide et au mouvement relatif fluide/solide induit par le passage d'une onde sismique dans le milieu poreux. Dans le cas d'une onde de compression, ce terme représente l'onde sismoélectrique *cosismique* associée à cette onde sismique.

On a vu plus haut que les courants de convection qui apparaissent en réaction aux courants de convection induits par le passage de l'onde sismique équilibrent parfaitement ceux-ci : il n'existe pas de courant électrique se propageant indépendamment de la perturbation sismique. Le champ électrique créé ainsi est confiné à l'intérieur de l'onde sismique (Haartsen et Pride, 1997) qui lui donne naissance : il se propage donc à la même vitesse, ce qui lui vaut son nom de cosismique.

Modes PSVTM et SHTE

Pour le cas simple d'un milieu homogène, Pride et Haartsen (1996) résolvent le problème aux vecteurs et aux valeurs propres lié à la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques, dans le cas d'ondes planes. Comme le problème sismoélectrique comporte trois termes source et trois champs d'ondes (\mathbf{u}, \mathbf{w} et \mathbf{E}), les auteurs aboutissent

à neuf tenseurs de Green. Pour un milieu homogène, ces tenseurs se séparent classiquement en polarisation longitudinale, transverse et en champ proche. Les ondes transverses, c'est-à-dire pour lesquelles la réponse du milieu est perpendiculaire à la direction de propagation, se séparent en systèmes SH-TE et SV-TM. Le système SH-TE correspond au cas d'une onde cisailante S polarisée horizontalement, dont le rotationnel donne naissance à un champ électrique horizontal (le mode "TE"). Pour le système SV-TM, le rotationnel de l'onde cisailante polarisée verticalement engendre un champ magnétique transverse (le mode "TM"). Les ondes polarisées longitudinalement, c'est à dire les ondes de compression-dilatation P, engendrent un champ électrique horizontal : comme leur rotationnel est nul, elles n'ont aucune influence sur le champ magnétique. Nous retrouverons plus loin ces systèmes PSVTM et SHTE.

Fonctions de transfert sismoélectriques et sismomagnétiques.

Lors d'une campagne de mesures sismiques et sismoélectriques, Garambois et Dietrich (2001) ont observé des similitudes entre les ondes sismiques compressives et le champ électrique associé. Partant des résultats de Pride et Haartsen (1996), qui obtiennent une relation de proportionnalité entre les champs électromagnétiques et les déplacements horizontaux des grains, Garambois et Dietrich (2001) proposent l'expression des fonctions de transfert entre le champ sismoélectrique longitudinal \mathbf{E}_x et l'accélération des grains $\ddot{\mathbf{u}}_x$ liée aux ondes P d'une part, et d'autre part le champ sismomagnétique transverse \mathbf{H}_y et la vitesse des grains $\dot{\mathbf{u}}_x$ pour les ondes S :

$$\mathbf{E}_x = \frac{\epsilon_f \zeta \rho_f}{\eta \sigma_f} \left(1 - \frac{\rho C}{\rho_f H}\right) \ddot{\mathbf{u}}_x \quad (2.52)$$

$$\mathbf{H}_x = \frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_f \zeta \rho_f}{\eta} \sqrt{\frac{G_{fr}}{\rho}} \dot{\mathbf{u}}_x \quad (2.53)$$

Pour obtenir ces rapports d'amplitudes, les auteurs se placent en régime diffusif, une hypothèse valide au vu des fréquences rencontrées lors de mesures de terrain. De plus, ils négligent les conversions électro-osmotiques, ce qui leur permet de simplifier l'expression de la permittivité complexe qui intervient dans les expressions de Pride et Haartsen (1996). Le coefficient C est défini à l'Équation 2.35. Le coefficient H est défini par :

$$H = K_G + \frac{4G_{fr}}{3} \quad (2.54)$$

Dans l'équation 2.54, G_{fr} [Pa] est le module de cisaillement du squelette solide. K_G est le module introduit à l'Équation 2.34.

Ces expressions sont intéressantes car elles montrent que la mesure des champs électriques ou magnétiques permet de remonter à des paramètres du milieu tels que la con-

ductivité en fluide. Il est à noter qu'à ce jour, les signaux sismomagnétiques cosismiques prévus par la théorie n'ont été mesurés qu'en laboratoire (Bordes et al., 2006, 2008).

2.4.2 Réponses interfaciales

Plusieurs auteurs ont mesuré sur le terrain des signaux électriques se propageant indépendamment des ondes sismiques et arrivant presque au même instant à tous les capteurs électriques (Martner et Sparks, 1959; Thompson et Gist, 1993). Thompson et Gist (1993) ont observé ces signaux à la moitié du temps nécessaire à une onde sismique réfléchie pour remonter à la surface.

Haartsen et Pride (1997) ont montré que ces ondes trouvent leur origine aux interfaces qui séparent des couches de propriétés élastiques, électriques ou hydrologiques différentes dans le sous-sol. En effet, de tels contrastes perturbent les courants d'électrofiltration : les courants de conduction et de convection ne s'annulent plus comme c'était le cas pour un milieu homogène. Lorsqu'une onde sismique rencontre une interface, la séparation de charges asymétrique qui en résulte se comporte comme une source électromagnétique secondaire. Ainsi, au même titre qu'une conversion sismique P-P ou P-SV, on parle de "conversion" sismoélectrique P-EM. La source secondaire se comporte comme un multipôle avec une forte composante dipolaire, perpendiculaire à l'interface et oscillant au niveau de la première zone de Fresnel (Haartsen et Pride, 1997). Cette zone est définie comme une région d'interférences constructives autour du point de réflexion théorique prédit par la loi de Snell (Sheriff et Geldart, 1995). Dans sa thèse, Garambois (1999) étudie la géométrie de la zone de Fresnel pour un milieu tabulaire : il en conclut que, contrairement au cas des réflexions sismiques pour lequel la zone de Fresnel a une forme ovale lorsque sources et récepteurs occupent des positions différentes, la zone de Fresnel pour les réflexions P_f-TM est de forme circulaire et située à l'aplomb de la source. Nous étendrons son travail aux conditions non-saturées au Chapitre 5.

Encart 2.4.2 : Autres types d’ondes sismoélectriques susceptibles d’être mesurées.

Un troisième type de phénomène sismoélectrique, prédit par la théorie de Pride et Haartsen (1996), a été observé pour la première fois sur le terrain par Haines et al. (2007b) : ces derniers l’ont baptisé “champ direct” par analogie avec les ondes sismiques directes. Ce phénomène survient lorsqu’une source directionnelle -un impact de masse par exemple, par opposition à une explosion isotrope- crée une anomalie positive de pression de fluide juste sous le point d’impact, alors que la pression est plus faible partout ailleurs. Cette distribution de pression s’équilibre, ce qui résulte en une séparation de charges due aux phénomènes électrocinétiques discutés plus haut. À l’instar de la réponse interfaciale discutée au paragraphe précédent, le “champ direct” est observé simultanément à tous les récepteurs, présente une forte composante dipolaire et une polarité opposée de part et d’autre de la position de la source. Les temps d’arrivée très faibles auxquels on observe ces signaux, typiquement dans les premières millisecondes d’un enregistrement (jusqu’à ce que le sous-sol revienne à son état initial), permettent de les différencier des conversions interfaciales.

Enfin, un dernier type de signal, mentionné par Haines et al. (2007b), survient dans le cas où la source utilisée consiste en une masse impactant une plaque de métal. Lorsque ce corps conducteur se déplace à la vitesse \mathbf{v} [m/s] dans le champ magnétique terrestre \mathbf{B} [T], elle crée un champ électrique [V/m] comme le décrit l’équation de Lorentz :

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.55)$$

Pour s’affranchir des signaux qui pourraient être créés ainsi, on peut préférer l’utilisation d’une plaque de fibre de verre ou de résine.

2.5 Caractérisation de la propagation

2.5.1 Vitesses de phase

Pride et Haartsen (1996) proposent une expression de la lenteur de chacune des ondes en présence : les trois ondes sismiques P_f rapide, P_s lente et S prévues par la théorie de Biot et l’onde électromagnétique EM.

$$s_{Pf} = \frac{1}{2} \sqrt{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - \frac{4\tilde{\rho}\rho}{MH_p - C^2} \left(\frac{\rho_t}{\rho} + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right)}} \quad (2.56)$$

$$s_{Ps} = \frac{1}{2} \sqrt{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \frac{4\tilde{\rho}\rho}{MH_p - C^2} \left(\frac{\rho_t}{\rho} + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}} \right)}} \quad (2.57)$$

$$s_{Ps} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho_t}{G} + \mu\tilde{\epsilon}\left(1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}}\right) + \sqrt{\left[\frac{\rho_t}{G} - \mu\tilde{\epsilon}\left(1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}}\right)\right]^2 - 4\mu\frac{\rho_f^2 L(\omega)^2}{G}}} \quad (2.58)$$

$$s_{EM} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho_t}{G} + \mu\tilde{\epsilon}\left(1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}}\right) - \sqrt{\left[\frac{\rho_t}{G} - \mu\tilde{\epsilon}\left(1 + \frac{\tilde{\rho}L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}}\right)\right]^2 - 4\mu\frac{\rho_f^2 L(\omega)^2}{G}}} \quad (2.59)$$

Pour simplifier l'expression des lenteurs, on introduit le paramètre γ :

$$\gamma = \frac{\rho M + \tilde{\rho}H\left(1 + \rho\frac{L(\omega)^2}{\tilde{\epsilon}}\right) - 2\rho_f C}{MH_p - C^2} \quad (2.60)$$

Les coefficients mécaniques C et M sont définis aux équations 2.35 et 2.36. Le module H_P est défini par : $H_P = K_G + 4G_{fr}$.

Ces expressions des lenteurs font également appel à la densité complexe ρ_t et à $\tilde{\rho}(\omega)$ le terme complexe de résistance à l'écoulement [Kg/m^3] :

$$\rho_t = \rho - \frac{\rho_f^2}{\tilde{\rho}} \quad (2.61)$$

et :

$$\tilde{\rho}(\omega) = \frac{i}{\omega} \frac{\eta}{k(\omega)} \quad (2.62)$$

$\tilde{\rho}(\omega)$ est responsable de l'atténuation intrinsèque des ondes dans la théorie de Biot (1956a,b). Ce terme de résistance à l'écoulement a une forte dépendance en fréquence (Figure 2.9). De plus, $\tilde{\rho}(\omega)$ varie avec la porosité via la fréquence angulaire de transition entre écoulements intertiel et visqueux ω_t , qui intervient dans l'expression de la perméabilité dynamique $k(\omega)$ (Équation 2.45). Quand la porosité ϕ tend vers 0, $\tilde{\rho}$ a un comportement singulier, mais comme le vecteur de déplacement relatif entre les phases fluides et solide tend également vers 0, il n'y a pas de contribution singulière (Dupuy, 2011). Quand la porosité ϕ tend vers 1, le milieu poreux devient un fluide : il n'y a donc plus d'interactions entre le fluide et le solide et $\tilde{\rho}(\omega)$ atteint un minimum.

Enfin, les expressions des lenteurs s'appuient sur la définition de la permittivité complexe $\tilde{\epsilon}$ [F/m], telle que, si ϵ désigne la permittivité de la roche :

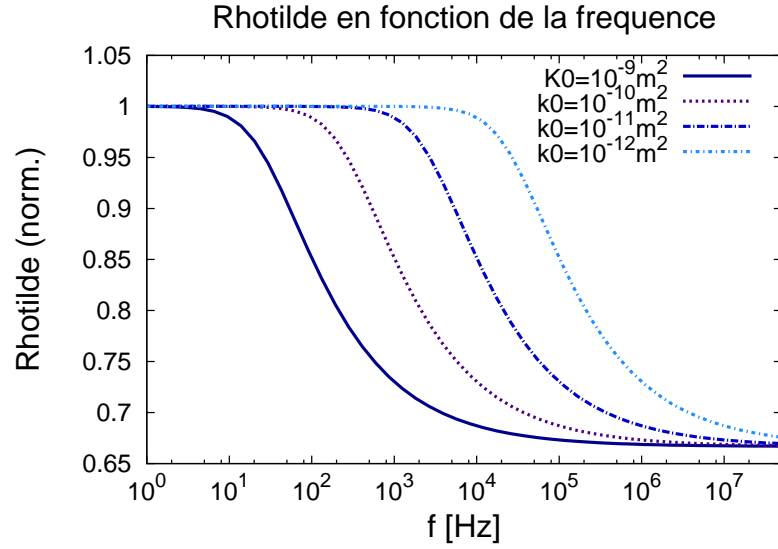


FIGURE 2.9 – Parties réelles du terme de résistance à l'écoulement $\tilde{\rho}(\omega)$ normalisé par sa valeur à $\tilde{\rho}(1\text{Hz})$ en fonction de la fréquence, pour quatres valeurs de perméabilité k_0 .

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + \frac{i\sigma\omega}{\omega} - \tilde{\rho}\omega L(\omega)^2 \quad (2.63)$$

En injectant l'expression de la résistivité complexe (équation 2.62) dans l'équation 2.63, on obtient :

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + i\left(\frac{\sigma(\omega)}{\omega} - \frac{\eta L(\omega)^2}{\omega\kappa(\omega)}\right) \quad (2.64)$$

Aux basses fréquences, le terme en $\frac{\sigma(\omega)}{\omega}$ domine.

Les vitesses de phase sont données à partir de la partie réelle des lenteurs. Pour une onde j :

$$V_j = \frac{1}{\text{Re}(s_j)} \quad (2.65)$$

Les vitesses de phase des ondes électromagnétiques et P lentes varient sur plusieurs ordres de grandeur avec la fréquence (Figure 2.10). En revanche, pour les ondes P rapides et les ondes S, cette dépendance en fréquence est plus faible. Nous verrons au chapitre 5 comment elles varient avec la saturation.

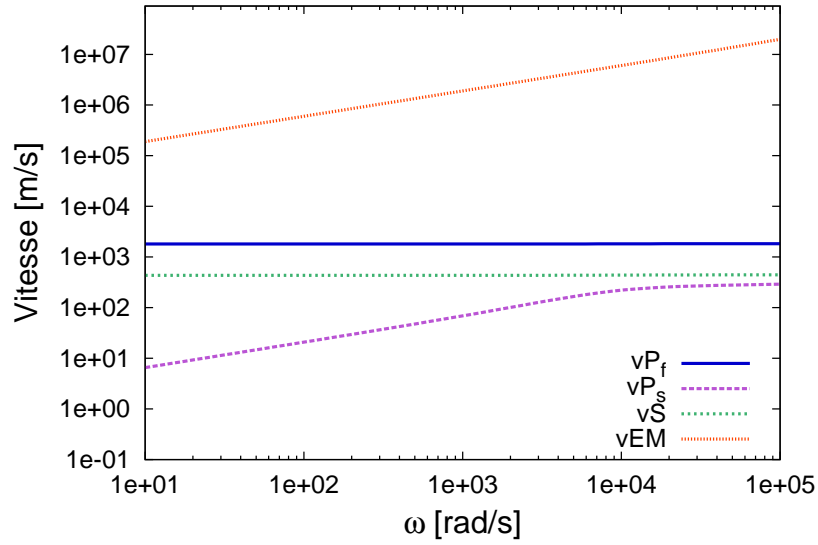


FIGURE 2.10 – Vitesses de phase des ondes P_f , P_s , S et EM en fonction de la fréquence angulaire ω , calculées au moyen des relations 2.56 à 2.59.

2.5.2 Atténuation

Les expressions analytiques des lenteurs données aux équations 2.56 à 2.59 permettent de calculer le facteur de qualité Q pour chaque type d'onde se propageant dans le milieu, qui rend compte de l'atténuation de l'onde considérée. Plus ce coefficient est faible, plus l'onde considérée est atténuée et difficile à observer. Q est calculé à partir des parties réelles et imaginaires des lenteurs ; ainsi, pour une onde de type j , on a :

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\text{Re}(s_j)}{\text{Im}(s_j)} \quad (2.66)$$

Pour les ondes sismiques, le comportement du facteur de qualité est contrôlé par le régime d'écoulement du fluide, visqueux ou inertiel : Q dépend donc de la fréquence (Figure 2.11). Pour les ondes P_f et S , lorsque l'écoulement du fluide est visqueux, c'est-à-dire pour $\omega < \omega_t$, Q décroît en ω_t/ω , tandis qu'en régime d'écoulement inertiel, pour $\omega > \omega_t$, le facteur de qualité augmente en $\sqrt{\omega/\omega_t}$. À la fréquence de transition angulaire ω_t , les pertes d'énergie sont donc maximales. Pour l'onde P_s , le facteur de qualité croît également en $\sqrt{\omega/\omega_t}$ en régime inertiel ; en revanche, en régime visqueux, il demeure constant et environ égal à $\frac{1}{2}$: les parties réelles et imaginaires de la lenteur de l'onde P lente ont approximativement la même valeur. La fréquence angulaire de transition ω_t entre les deux régimes d'écoulement est définie à l'Équation 2.38. Elle dépend de la porosité, comme on peut le constater en comparant les deux graphes de la figure 2.11 : lorsque la

porosité augmente, la fréquence de transition augmente et le maximum d'atténuation s'en trouve décalé vers les hautes fréquences.

Le facteur de qualité pour les ondes électromagnétiques varie également avec la fréquence : il est faible et constant en régime diffusif, *i.e.* à basse fréquence, et augmente rapidement avec la fréquence en régime propagatif, *i.e.* à haute fréquence. À la fréquence de transition entre ces deux régimes, donnée par σ_0/ϵ , les courants de conduction et de convection s'équilibrent parfaitement : cette fréquence de transition varie également avec la porosité.

2.6 Acquisition des données sismoélectriques

Un dispositif simple d'acquisition sismoélectrique comporte une source sismique et une série de capteurs électriques constitués d'électrodes appariées, formant ainsi des dipôles de mesure. En pratique, la disposition relative de la source et des récepteurs doit être soigneusement choisie selon la cible étudiée.

2.6.1 Géométries de surface

Géométries d'acquisition

Pour qui travaille dans un environnement sédimentaire, à l'aplomb de couches supposées sub-horizontales, une première approche consiste souvent à disposer la source et le chapelet de récepteurs sur une même ligne (*in-line geometry*), comme pour un dispositif de sismique réfraction classique (Figure 2.12).

Cette géométrie permet d'ailleurs d'acquérir des données sismiques simultanément aux données sismoélectriques, en disposant un géophone entre deux électrodes consécutives, par exemple (Figures 2.13 et 2.14). Cette acquisition jointe des données sismiques et sismoélectriques a un double avantage : d'une part, elle facilite l'identification des ondes cosismiques, à partir des ondes sismiques qui leur donnent naissance et qui sont observées sur les sismogrammes. Nous verrons au Chapitre 4 consacré au traitement des données que plusieurs techniques de séparation d'onde s'appuient sur cette information. D'autre part, une fois filtrées les ondes de surfaces sismiques et cosismiques, il est possible de remonter aux fonctions de transfert sismoélectriques pour les ondes de volume en normalisant le champ électrique horizontal par l'accélération horizontale. Ces amplitudes normalisées peuvent être comparées à l'expression théorique obtenue par Garambois et Dietrich (2001) et éventuellement, renseigner sur certains paramètres du milieu.

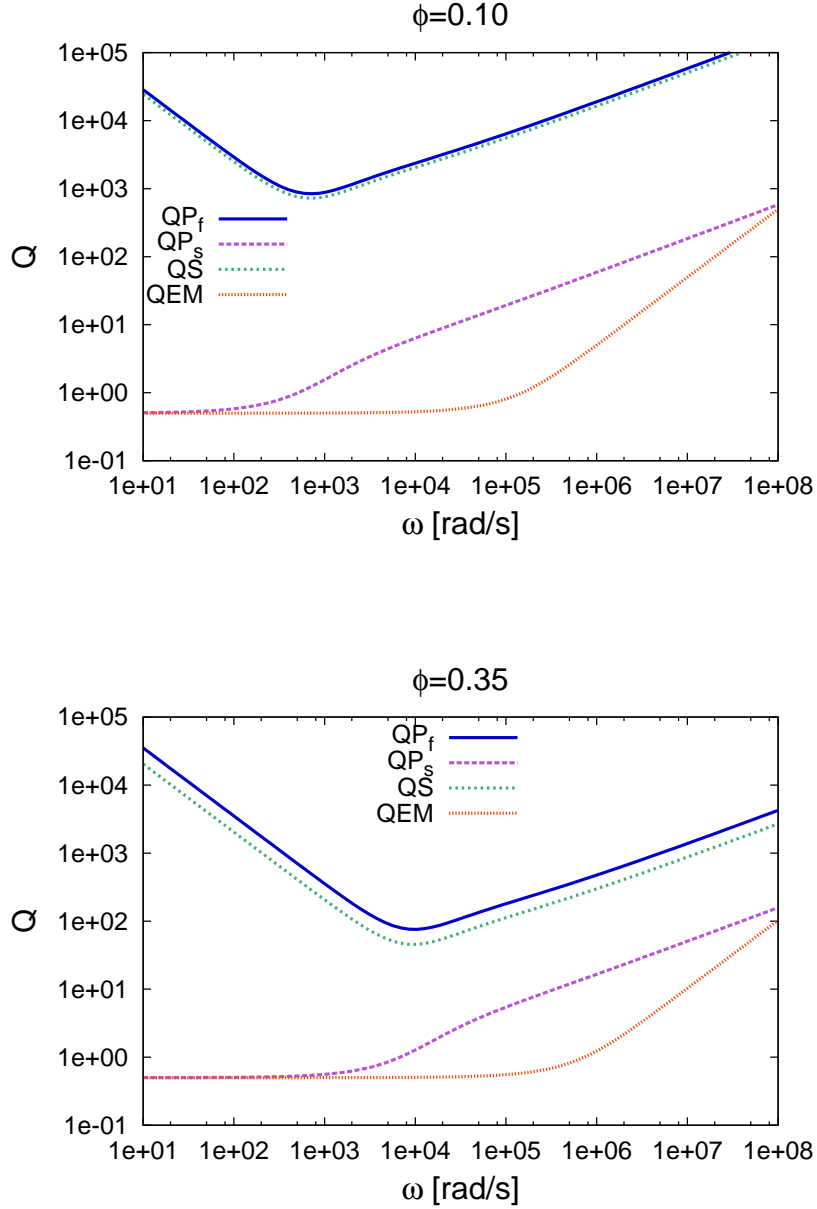


FIGURE 2.11 – Facteurs de qualité des ondes P_f , P_s , S et EM en fonction de la fréquence angulaire ω , calculées au moyen des relations 2.56 à 2.59. ω_t augmente de 8.91×10^2 rad/s à 1.16×10^4 lorsque la porosité varie entre 10 et 35 %. Entre ces deux porosités, la fréquence de transition entre régimes diffusif et propagatif augmente entre 1.99×10^5 à 9.49×10^5 .

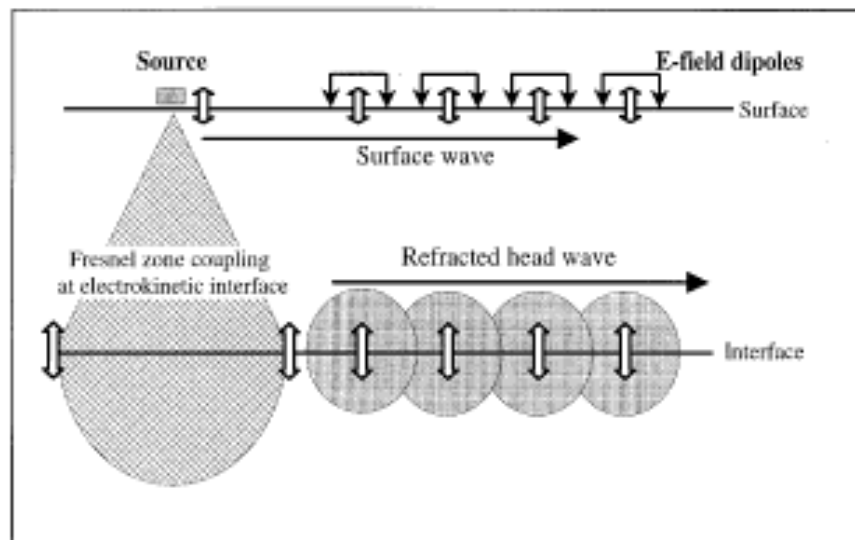


FIGURE 2.12 – Schéma représentant une géométrie d’acquisition en surface, ainsi que les trois types possibles de conversions sismoélectriques : propagation couplée sismiques et sismoélectriques (1) pour les ondes de surface (2) pour les ondes réfractées et (3) conversion au niveau de la zone de Fresnel. D’après Beamish (1999).

Beamish (1999) souligne qu’il est parfois judicieux de disposer la source entre deux séries de récepteurs car cette géométrie permet de tirer parti de l’inversion de polarité exhibée par la réponse interfaciale de part et d’autre de la source, en raison de son diagramme de radiation dipolaire.

Tout en gardant la source et les récepteurs en surface, il est possible d’envisager d’autres géométries d’acquisition, comme par exemple une configuration radiale, pour laquelle les récepteurs partent “en étoile” du point source (Beamish, 1999; Haines et al., 2007b) (Figure 2.15). Haines et al. (2007b) se servent de cette géométrie d’acquisition pour caractériser le champ “direct” (voir encadré 2.4.2), mesuré uniquement par les dipôles radiaux, alors que les ondes cosismiques le sont à la fois par les dipôles radiaux et tangentiels.

Espacement entre les électrodes

Beamish (1999) rappelle également que le champ électrique ne peut être mesuré en un point : les récepteurs sont constitués de deux électrodes, permettant de mesurer le gradient de potentiel. Beamish (1999) s’intéresse à l’espacement entre les électrodes et se demande si il existe un écart optimal. Un espacement faible, inférieur à 1 m par exemple, peut se solder par un faible rapport signal-sur-bruit, tandis qu’avec une séparation plus grande, on risque d’altérer la forme des signaux. Pour aider à débrouiller ce dilemme, Beamish (1999) a placé deux dipôles de mesure de part et d’autre de la source : pour

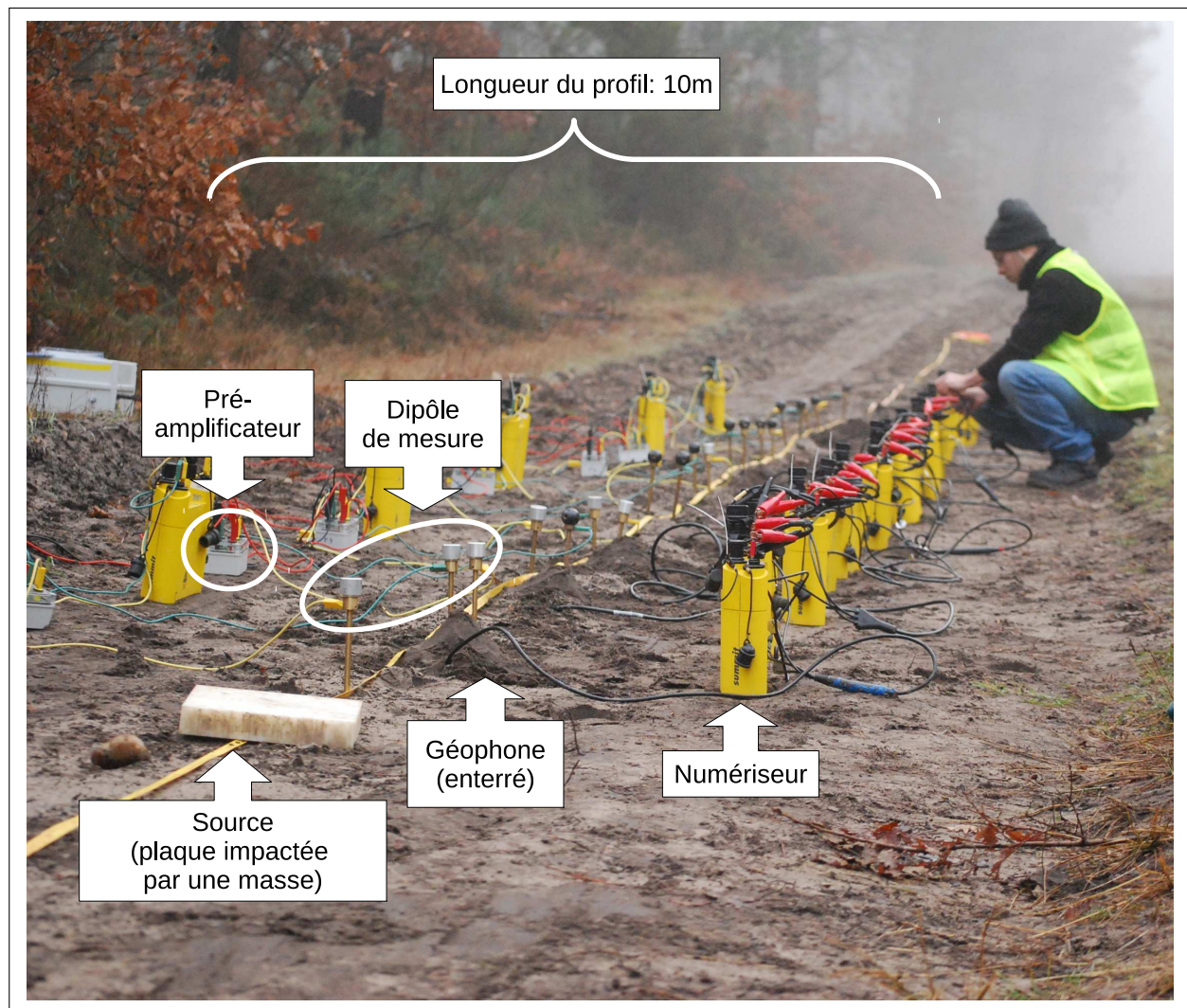


FIGURE 2.13 – *Prise de vue d'un profil sismique et sismoélectrique réalisée dans la forêt de Campet, dans les Landes, dans le cadre de la campagne d'acquisition multi-méthodes décrite dans Allègre et al. (2012b).*

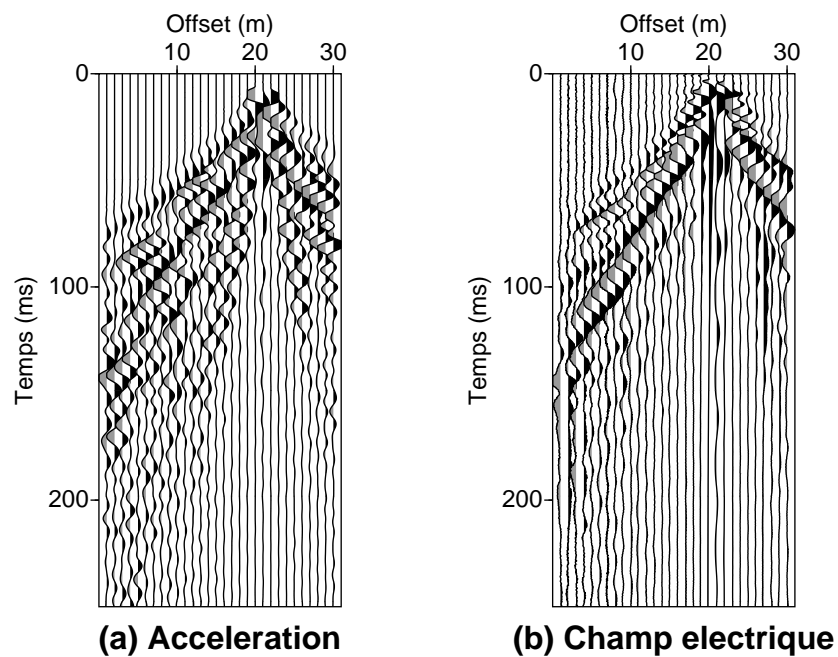


FIGURE 2.14 – Exemple de données (a) sismiques et (b) sismoélectriques acquises dans la Zone 1 du site de Campet. La source est placée en $x=20.5$ m. Seules les 250 premières millisecondes des enregistrements sont présentées. Chaque trace a été normalisée par sa moyenne RMS.

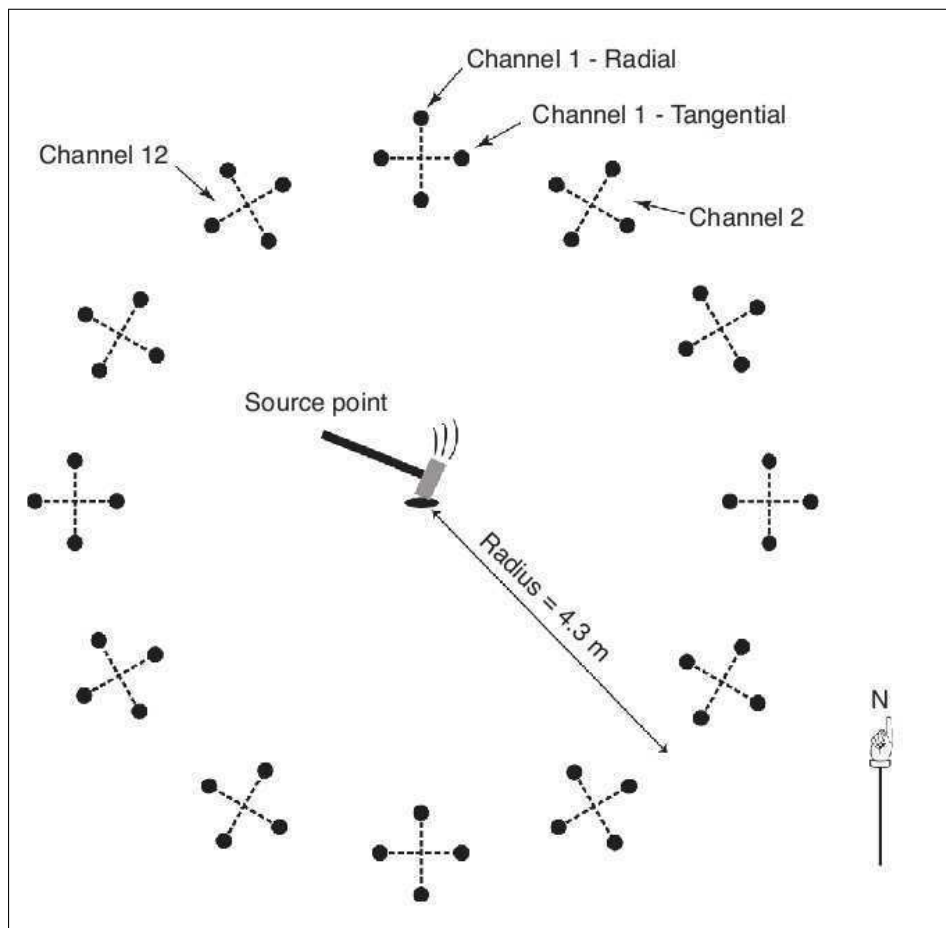


FIGURE 2.15 – Géométrie d'acquisition circulaire combinant canaux radiaux et tangentiels. Les points noirs figurent les électrodes et les lignes hachurées, les dipôles de mesure. D'après Haines et al. (2007b). Radius : rayon. Channel 1-Tangential : Canal 1-Tangentiel.

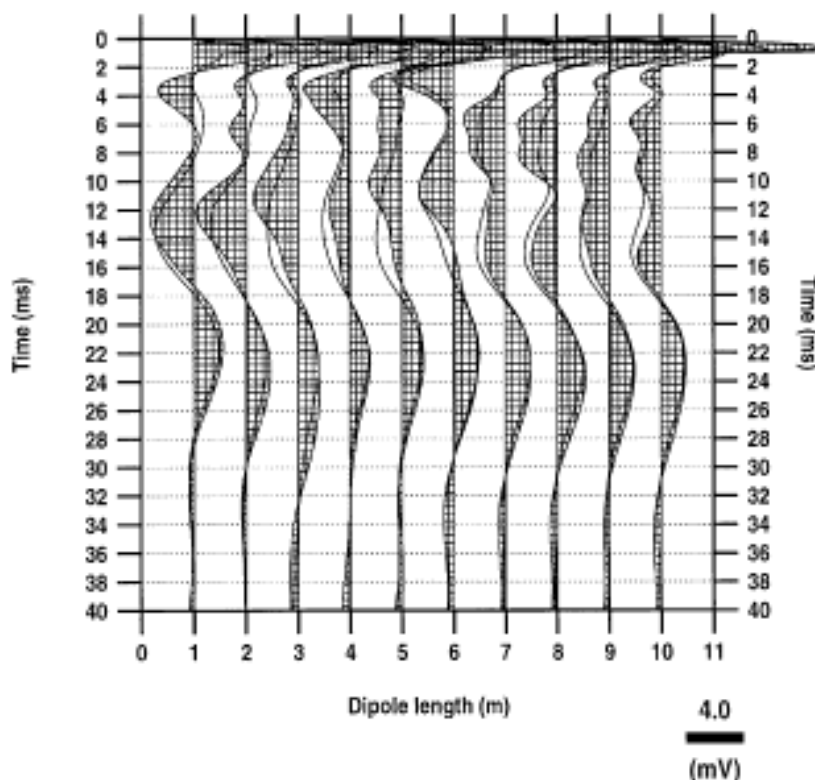


FIGURE 2.16 – *Traces sismoélectriques obtenues en gardant fixe l’électrode la plus proche de la source et en déplaçant l’électrode associée par pas de 1 m entre 1 et 10m. Les canaux symétriques correspondant aux offsets positifs et négatifs sont superposés. D’après Beamish (1999).*

chacun de ces dipôles, il a gardé fixe la première électrode et a déplacé l’autre par pas de 1 m entre 1 et 10 m (Figure 2.16). Il en ressort que les voltages mesurés sont indépendants de la taille des dipôles lorsque l’on garde fixe l’électrode proximale. La forme des signaux, en revanche, peut varier avec la séparation entre les électrodes : cet effet, souvent visible dans les 10 ou 20 premières millisecondes de l’enregistrement est à relier à la façon dont les dipôles longs moyennent les gradients spatiaux.

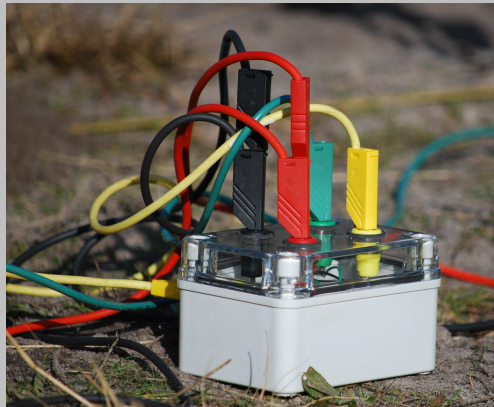
Choix du matériel

L’imagerie sismoélectrique étant encore à l’état de développement, il existe à ce jour peu de dispositifs d’acquisition “clé en main”. La société britannique Ground Flow Ltd commercialise plusieurs systèmes pour des “sondages électrocinétiques”, utilisés dans l’in-

dustrie par la société *National Groundwater Surveyors* et dans la recherche Ewusi (2006). Plusieurs auteurs utilisent des systèmes d'acquisition sismiques multicanaux sans les modifier (Thompson et Gist, 1993) ou fabriquent leurs propres systèmes à partir de cartes d'acquisition permettant de numériser et d'enregistrer les signaux mesurés Butler (1996a). Allègre et al. (2012b) utilisent également des numériseurs qui convertissent les signaux mesurés et transmettent au poste d'acquisition. Ces boîtiers ont une impédance d'entrée de $20\text{ k}\Omega$; or la résistance mesurée aux bornes d'un dipôle est de l'ordre de $10\text{ k}\Omega$. Le rapport d'impédance entre le milieu et le numériseur est donc seulement de 2, ce qui peut conduire à des pertes d'amplitude des signaux. Ce problème justifie l'emploi de pré-amplificateurs (voir l'encadré 2.6.1).

Encart 2.6.1 : Pourquoi utiliser des pré-amplificateurs ?

Ces boîtiers jouent un double rôle : d'une part, ils multiplient les signaux sismoélectriques très faibles (de quelques μV à quelques mV) par un facteur 10, dans la bande de 0 à 10 kHz ; d'autre part, ils assurent une impédance d'entrée élevée aux bornes du dispositif d'acquisition. En effet, soumis à la tension U , le numériseur d'impédance d'entrée R_N consomme le courant $I_N = \frac{U}{R_N}$. Pour que sa présence n'affecte pas le courant I traversant le sous-sol entre les deux électrodes de mesure, il faut que $I_N \ll I$, c'est-à-dire que $R_N \gg R$. Or on a vu que la résistance du sol est de l'ordre de la dizaine de kiloHertz. Il n'est donc pas certain que l'impédance d'entrée du numériseur ($20\text{k}\Omega$) soit toujours suffisante pour que celui-ci n'influence pas les mesures : il est donc recommandé d'accroître l'impédance d'entrée à ses bornes au moyen de pré-amplificateurs.



Il est parfois possible d'acquérir des données de bonne qualité sans pré-amplificateurs (Garambois et Dietrich, 2001; Strahser, 2006), mais Strahser (2006) note que ceci relève d'avantage de l'exception que de la règle.

Après avoir comparé plusieurs types d'électrodes, Beamish (1999) conclut que ce paramètre influe peu sur les voltages mesurés. En pratique, on utilise souvent des électrodes en acier inoxydable. En environnement aride, ajouter de l'eau pour améliorer la résistance de contact entre le sol sec et les électrodes est une pratique courante ; Valuri et al. (2012) proposent même de verser du liquide vaisselle au pied des électrodes pour améliorer le couplage !

Les sources habituellement employées en sismique peuvent être utilisées en sismoélectrique : sources explosives, fusils sismiques (*buffalo gun*), chute de poids ou coup de masse. Dans ce dernier cas, le choix de la plaque est déterminant : pour s'affranchir des effets de Lorentz décrits par Haines et al. (2007b) (voir Encadré 2.4.2), on peut utiliser une plaque

en résine ou en plastique (Figure 2.13). L’emploi d’un système de déclenchement automatique de l’enregistrement peut être à l’origine de fortes perturbations liées au transfert du signal depuis la source vers l’enregistreur. On peut lui préférer un système de déclenchement manuel, qui suppose une étape de pré-traitement des données afin de les caler sur le même temps initial. Les coups de masse représentent une source bon marché et facile à déployer sur le terrain. Bien que ce type de source permette parfois d’envoyer d’avantage d’énergie dans le sous-sol que des fusils sismiques Haines et al. (2007b), les coups de masses supposent en général d’être répétés avant de sommer les traces correspondantes. Cette opération de *stack* permet d’améliorer la qualité des données et de réduire le bruit. À titre d’exemple, lors de la campagne de mesures sismoélectriques que nous avons menée dans les Landes, nous avons sommé une trentaine de tirs pour améliorer le rapport signal-sur-bruit des données (Allègre et al., 2012a).

Ces tirs répétés mettent du temps à mettre en œuvre, ce qui limite l’applicabilité de l’imagerie sismoélectrique dans un contexte industriel. Aussi, certains auteurs préconisent l’emploi de sources vibrantes pour améliorer le rendement de l’acquisition de données sismoélectriques. Dean et Dupuis (2011) ont récemment démontré la faisabilité d’une telle méthode “vibroélectrique”. En utilisant un camion vibreur (avec un sweep linéaire entre 8 et 100 Hz sur 12 s), les auteurs sont parvenus à acquérir des données sismoélectriques et à détecter des réponses interfaciales déjà mises en évidence sur le site par des mesures sismoélectriques conventionnelles Dupuis et al. (2007) et interprétées comme la base de la nappe phréatique (Figure 2.17).

2.6.2 Géométries en transmission

Plusieurs auteurs ont mis en avant les bénéfices des géométries d’acquisition dites “en transmission”. Haines et al. (2007b) placent la source et les capteurs de part et d’autre de deux tranchées parallèles creusées dans un sol argileux et comblées avec un mélange de sable et d’eau (Figure 2.18).

Lorsque les récepteurs sont déployés en puits, cette configuration en éventail (*fan shaped*) présente trois avantages :

1. lorsque la source et les récepteurs sont situés de part et d’autre d’une interface située en profondeur, cette géométrie permet de séparer naturellement les ondes cosismiques des signaux convertis aux interfaces, car ceux-ci arrivent aux récepteurs *avant* les ondes cosismiques ;
2. en plaçant les récepteurs plus près de la cible à l’origine des conversions interfaciales, elle permet une meilleure détection des signaux sismoélectriques de faibles amplitudes
3. elle permet l’emploi de source hautes-fréquences (Haines et al., 2007b)

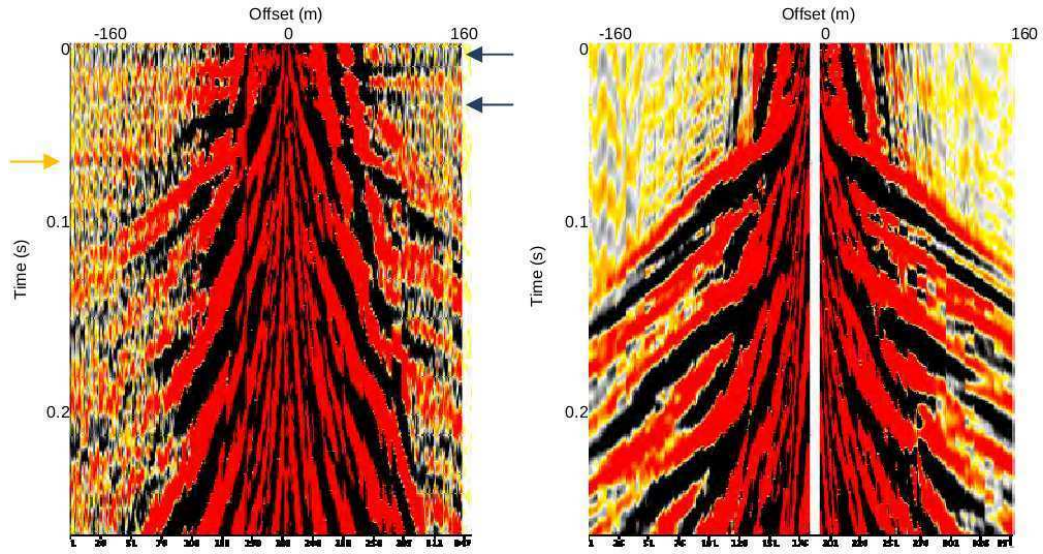


FIGURE 2.17 – Données “vibroélectrique” (à gauche) et sismiques (à droite) acquises par Dean et Dupuis (2011) près de Yanchep (Australie). Une acquisition en supergather a été utilisée. D’après Dean et Dupuis (2011). Offset : déport. Time : temps.

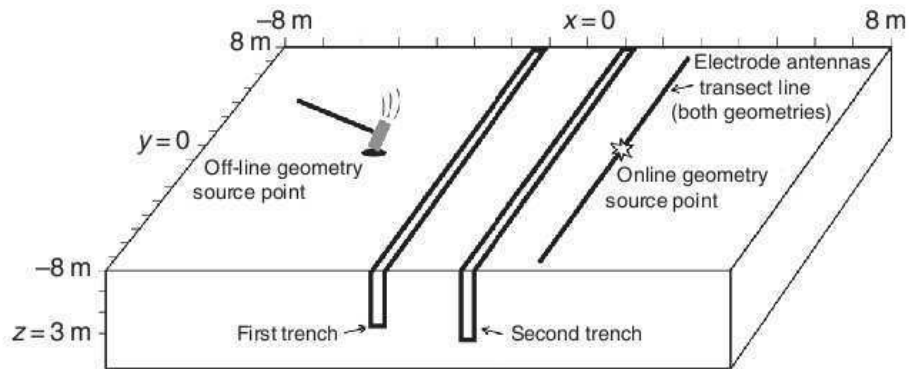


FIGURE 2.18 – Schéma représentant les géométries d’acquisition utilisées par Haines et al. (2007b) : d’une part la source et les récepteurs sont alignés ; de l’autre la source et les récepteurs se trouvent de part et d’autre de deux tranchées. D’après Haines et al. (2007b). Offline geometry : géométrie déportée. First/second trench : première/deuxième tranchée. Transect line : profil.

4. enfin, elle permet de tirer parti des informations que les signaux cosismiques fournissent sur le sous-sol au voisinage du puits, pourvu que celui ne soit pas tubé.

On parle alors de *Vertical Seismoelectric Profile*, qui associe une source en surface et des récepteurs déployés en forage (Figure 2.19), ou de la géométrie en *crosswell*, pour laquelle source et capteurs se trouvent dans des puits différents.

Nous avons vu dans l'introduction que Mikhailov et al. (2000) sont parvenus à imager des zones fracturées au moyen d'un dispositif de *surface-to-borehole*, combinant une source placée en surface avec des capteurs déployés dans un forage non tubé, creusé dans un sous-sol granitique et dioritique.

2.6.3 Perspectives

Les résultats encourageants obtenus avec les géométries de puits contribuent à “crédibiliser” l'ensemble des techniques basées sur les conversions sismoélectriques auprès de la communauté géophysique. Les récents travaux de Guan et al. (2012) ouvrent de nouvelles perspectives dans ce domaine ; les auteurs proposent une méthode d'inversion permettant de déduire la perméabilité de mesures sismoélectriques en forage. L'erreur relative sur la perméabilité déduite à partir des logs sismoélectriques est inférieure à celle correspondant à la perméabilité obtenue à partir des logs acoustiques, en particulier pour des formations de faibles perméabilités.

Ces récentes avancées pourraient bien éclipser l'intérêt que présentent méthodes de surface. Si elles ont permis de mieux comprendre les phénomènes sismoélectriques, les configurations d'acquisition classiques apparaissent rapidement limitées. Le développement de ces méthodes de surface passe par l'utilisation de géométries d'acquisition innovantes, comme celles proposée par Dupuis et al. (2007), qui mettent en œuvre avec succès une acquisition *supergather*, déjà introduite par Rosid et Kepic (2005). En combinant les traces obtenues pour plusieurs positions de tir adjacentes, les auteurs parviennent à mettre en évidence des réponses interfaciales créées à des interfaces d'une profondeur supérieur à 10 m.

Dean et Dupuis (2011) reprennent d'ailleurs cette géométrie d'acquisition dans le cadre d'une campagne mesure de plus grande envergure. Valuri et al. (2012) se sont appuyés sur cette étude de faisabilité préliminaire et ont récemment mené une campagne de mesures sismoélectrique aux Émirats Arabes Unis en utilisant un camion vibreur comme source. Leur travail a prouvé qu'il est possible d'acquérir des données sismoélectriques à grande échelle et qui plus est, dans un environnement aride. Leur étude ouvre la voie à de nombreux développement instrumentaux : ils proposent notamment d'intégrer les pré-amplificateurs directement dans les câbles. Enfin, l'utilisation de sources vibrantes pour l'acquisition de données sismoélectriques appelle à un travail de fond sur le choix du sweep à utiliser.

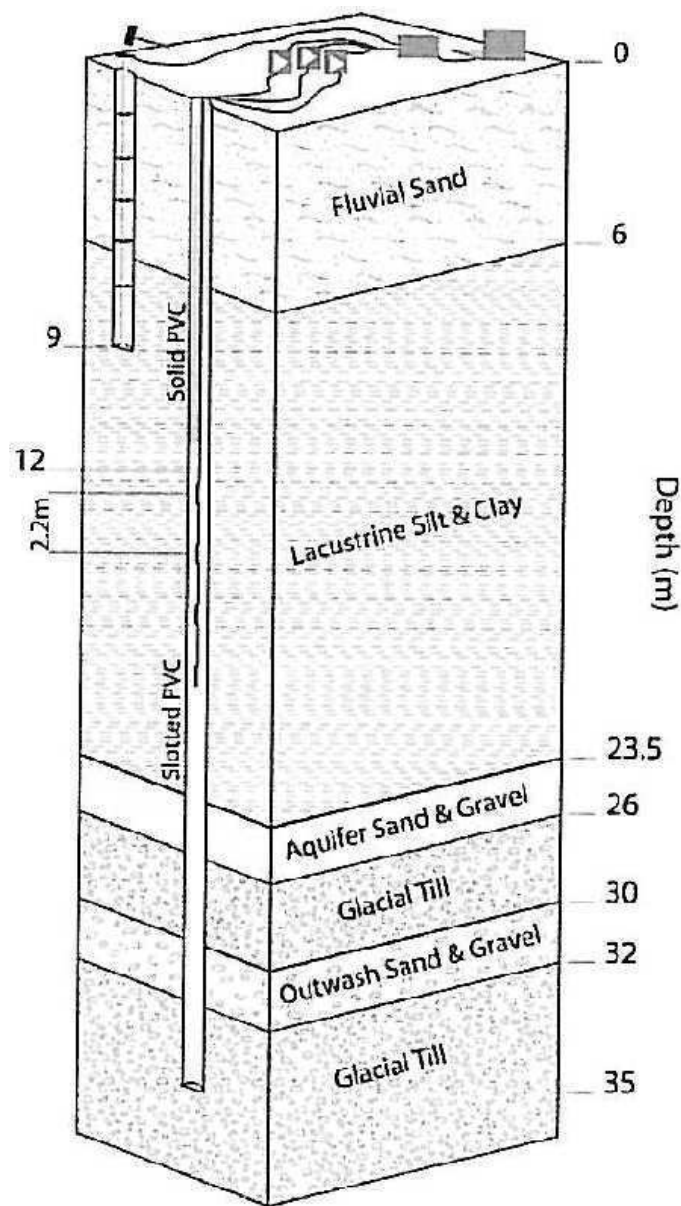


FIGURE 2.19 – Schéma représentant la géométrie d’acquisition utilisée par Butler et Dupuis (2006) : la source est déployée dans forage profond de 9 m et les récepteurs, dans un autre puits, de 35 m de profondeur. D’après Butler et Dupuis (2006). Fluvial sands : sables fluviatiles. Lacustrine silt & clay : argile et limon lacustres. Aquifer sand & gravel : sable et gravier de l’aquifère. Outwash sand & gravel : sable et gravier fluvio-glaciaires. Glacial till : sédiments glaciaires.

Chapitre 3

Modélisation de la propagation des ondes sismo-électromagnétiques en milieu saturé

Dans ce chapitre, nous présentons l'outil de modélisation de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques que nous utiliserons dans la suite de ce travail. Nous commençons par faire l'état de l'art des outils de modélisation, avant d'expliquer pourquoi notre choix s'est porté sur le programme développé par Garambois (1999). Nous décrivons ensuite les équations gouvernant les phénomènes de couplage sismo-électromagnétiques en milieu poreux saturé et expliquons comment celles-ci sont résolues dans le programme que nous avons choisi. À titre de validation, nous modélisons les réponses sismiques et électromagnétiques d'un milieu tabulaire simple, constitué d'une couche de sable saturé posée sur un demi-espace de grès saturé. Enfin, nous détaillons certaines des fonctionnalités de ce programme, qui offre à l'utilisateur une grande liberté quant à la source et aux types d'ondes modélisées.

3.1 Choix d'un programme de modélisation

En permettant de simuler des expériences de terrain, la modélisation jointe des ondes sismiques et électromagnétiques rend compte des avantages de l'imagerie sismoélectrique et de l'imagerie électrosismique, ainsi que de leurs propriétés et leurs limites. Elle permet d'interpréter des observations de terrain et donne les moyens de réaliser des études de sensibilité. En gardant constants tous les paramètres décrivant le milieu poreux à l'exception d'un seul, on peut ainsi étudier l'influence de ce paramètre sur la forme et l'amplitude des signaux sismoélectriques (cosismiques ou convertis) ou électrosismiques.

En outre, dans un milieu 1D, un tel outil permet d'étudier la résolution verticale de la méthode. En faisant varier l'épaisseur d'une couche donnée du milieu tabulaire,

et en modélisant les réponses sismiques, électromagnétiques et sismoélectromagnétiques correspondantes, on ainsi peut prédire si l'imagerie sismoélectrique ou électrosismique est capable de la détecter. Selon la taille de la couche et la longueur d'onde de l'onde sismique, les réponses interfaciales survenant au toit et au mur de la couche peuvent interférer de façon constructive et apparaître ainsi comme une seule et même réponse. Les travaux de simulation de Haines et Pride (2006) prédisent qu'il est plus facile de détecter la réponse sismoélectrique d'une couche mince (d'une épaisseur de l'ordre de un vingtième de la longueur d'onde sismique) que la réponse créée au niveau d'une interface simple. La profondeur de pénétration de la méthode peut également être étudiée en faisant varier la profondeur des couches modélisées, par exemple. La modélisation de milieux 2D plus complexes permet de prendre en compte des cibles d'extension latérale finie et de d'estimer la résolution latérale de la méthode. Elle permet également l'étude des effets de diffractions liés à ces hétérogénéités (Singarimbun et al., 2008).

Plusieurs auteurs se sont attachés à développer de tels outils de modélisation numérique. Ceux-ci peuvent se classer en deux catégories. La première catégorie regroupe les algorithmes basés sur la méthode par réflectivité généralisée (*general reflectivity method*) (Haartsen et Pride, 1997; Garambois, 1999), qui permettent de modéliser la réponse sismoélectrique 3D dynamique, *i.e.* dépendant de la fréquence, pour des milieux tabulaires 1D. La seconde famille d'outils englobe les approches par différences finies (Han et Wang, 2001; Haines et Pride, 2006; Singarimbun et al., 2008; Revil et Jardani, 2010a; Zyserman et al., 2010; ?). Ces techniques permettent de modéliser la réponse sismoélectrique 2D pour un modèle de sous-sol comportant des hétérogénéités latérales, par exemple un chenal de sable dans un encaissant argileux dans l'étude de Haines et Pride (2006)). En outre, il est possible d'assembler ces blocs élémentaires pour modéliser des interfaces pentées (Singarimbun et al., 2008) (Figure 3.1).

Cependant, ces approches par différences finies restent limités aux approximations quasi-statiques car elles ont été développées en domaine temporel, rendant difficile la prise en compte de la dispersion des paramètres constitutifs.

Au début de ma thèse, j'ai eu accès à deux programmes de modélisation :

1. Le premier programme, SKB (*Synthetic Kennett-Bouchon*), a été écrit en Fortran 77 par Stéphane Garambois au Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique (LGIT) de Grenoble en 1997 (Garambois, 1999). Il s'agit d'un programme de simulation numérique de la propagation des ondes sismiques, électromagnétiques et sismo-électromagnétiques en milieu poreux stratifié plan, basé sur la méthode de la réflectivité. D'une part, l'utilisateur donne en entrée les paramètres mécaniques de Biot, c'est-à-dire les modules élastiques caractérisant les différentes couches du modèle tabulaire, et spécifie la porosité et la perméabilité de chaque couche ainsi

Référence	Type	Notes	Conclusions
Haartsen et Pride (1997)	GRM 1D		La réponse interfaciale a le même contenu fréquentiel que l'onde sismique incidente.
Garambois (1999)	GRM 1D	Décrit à la section 3.2	
Han et Wang (2001)	FE 2D	Modélisation des conversions SH-TE uniquement. Réécriture du problème 2D en une série d'équations matricielles 1D dont les solutions sont approchées	Mise en avant de la complexité du problème liée à la superposition des différents champs d'ondes. Les auteurs recommandent d'utiliser des géométries de puits pour rapprocher la source et les récepteurs.
Haines et Pride (2006)	FD 2D	Modélisation de géométries d'acquisition en éventail.	La réponse associée à une couche mince est plus forte que celle associée à une interface seule. Les auteurs recommandent d'utiliser des géométries <i>downhole</i> ou <i>crosswell</i> .
Vanzeler et Priimenko (2007)	FD 2D	Modélisation d'un réservoir pétrolier silicoclastique.	
Singarimbun et al. (2008)	FD 2D	Le champ électrique est déduit du déplacement à partir des fonctions de transfert. Modélisation de géométries de puits. Simulation d'une couche argileuse pentée.	La réponse associée à une couche mince est plus forte que celle associée à une interface seule.
Zyserman et al. (2010)	FE 2D	Modélisation de conditions de saturation partielle.	L'imagerie sismoélectrique peut être utilisée pour détecter des couches minces saturées d'hydrocarbures.
Revil et Jardani (2010a)	FE 2D	Milieu poreux saturé en huile lourde. Utilisation du logiciel COMSOL.	L'imagerie sismoélectrique peut être utilisée pour détecter des huiles lourdes dans les sables bitumineux et des panaches de DNAPL dans des aquifères..
?	FE 2D	Étude de sensibilité relative aux contrastes de conductivité électrique. Utilisation du logiciel COMSOL. Investigation de la réponse interfaciale générée par une interface pentée.	La réponse interfaciale dépend de la géométrie du réflecteur.

TABLE 3.1 – Travaux de modélisation de la propagation des ondes sismoélectromagnétiques publiés à ce jour. GRM : Méthode par réflectivité. FE : Algorithmes par éléments finis. FD : Algorithmes par différences finies. DNAPL : Phase liquide dense non-aqueuse.

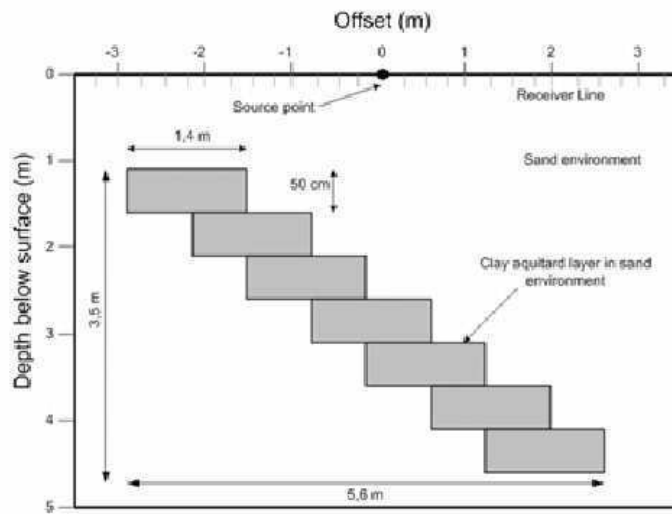


FIGURE 3.1 – *Modèle d'aquitard argileux penté (avec un pendage de 32°), constitué d'un empilement de blocs individuel d'argile placés dans un encaissant sablonneux. D'après Singarimbun et al. (2008).*

- que ses propriétés électriques (salinité du fluide, permittivité diélectrique du fluide et des grains). D'autre part, il spécifie la géométrie d'acquisition employée : type et profondeur de la source, fréquence du signal, configuration des récepteurs, etc... Il récupère en sortie les composantes des déplacements et des champs électromagnétiques correspondant au(x) système(s) d'équation(s) modélisé(s) : PSVTM et/ou SHTE, selon la source sismique utilisée. Ce programme permet de modéliser les équations couplées de Biot et de Maxwell.
2. Le second programme est un ensemble de scripts shell développés par Matthias Strahser lors de sa thèse à l'université de Kiel (Strahser, 2006). Ceux-ci s'appuient sur QSEIS, un logiciel de modélisation des ondes sismiques conçu par Ronjiang Wang au *GeoForschungsZentrum* (GFZ) de Potsdam à la fin des années 90. L'utilisateur donne en entrée les vitesses sismiques décrivant son modèle, ainsi que les facteurs de qualité (voir la section 2.5.2) associés à chaque couche. Il précise également le type de source et la géométrie d'acquisition. Sont récupérés en sortie les déplacements et le champ électrique ; le champ magnétique n'est pas modélisé. Ce programme tire parti du fait que le passage d'une onde sismique à une interface agit comme un dipôle oscillant ponctuel ou une somme de dipôles intégrée sur la première zone de Fresnel. Le champ électrique cosismique est déduit de l'accélération horizontale, à laquelle il est approximativement proportionnel (Garambois et Dietrich, 2001). Les deux types d'ondes sismo-électriques sont donc modélisées séparément : à l'onde

cosismique déduite de la sismique, vient se superposer celle générée par un dipôle oscillant à l'interface considérée. Ce programme ne modélise donc pas le couplage entre les équations de Biot et de Maxwell.

J'ai étudié les codes sources de chacun des deux programmes et analysé les enregistrements synthétiques obtenus. Ceux créés par les scripts de Matthias Strahser confirment que l'approximation du dipôle oscillant permet de modéliser de façon satisfaisante une conversion à une interface. Cependant, comme il l'a été dit plus haut, les seuls paramètres d'entrée de ce programme sont les vitesses sismiques et les facteurs de qualité pour chacune des couches modélisées. Il n'est donc pas immédiatement possible de l'utiliser pour modéliser l'influence de certains paramètres comme la salinité ou la perméabilité sur les données sismo-électromagnétiques. Ainsi, pour la suite de ma thèse, j'ai préféré travailler avec SKB, qui prend en compte la théorie complète de Pride (1994) et permet de décrire le sous-sol de façon plus détaillée. Ce programme est présenté plus en détail au paragraphe suivant.

3.2 Le programme SKB (algorithme de Kennett-Bouchon).

3.2.1 Équations macroscopiques gouvernant les phénomènes de couplage sismo-électromagnétiques en milieu poreux.

Nous rappelons ici les équations macroscopiques décrivant la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques, formulées par Pride (1994). La façon dont celui-ci y est parvenu est décrite au chapitre 2. Pour une onde plane ayant une dépendance en temps en $e^{-i\omega t}$, ces neuf équations s'écrivent dans le domaine fréquentiel :

$$\nabla \cdot \tau = -\omega^2 (\rho \mathbf{u} + \rho_f \mathbf{w}) + \mathbf{F} \quad (3.1)$$

$$\tau = (K_G \nabla \cdot \mathbf{u} + C \nabla \cdot \mathbf{w}) \mathbf{I} + G \left(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}_s^T - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I} \right) \quad (3.2)$$

$$-P = C \nabla \cdot \mathbf{u} + M \nabla \cdot \mathbf{w} \quad (3.3)$$

$$-i\omega \mathbf{w} = \frac{k(\omega)}{\eta} (-\nabla P + \omega^2 \rho_f \mathbf{u} + \mathbf{f}) + L(\omega) \mathbf{E} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{J} = L(\omega) (-\nabla P + \omega^2 \rho_f \mathbf{u} + \mathbf{f}) + \sigma(\omega) \mathbf{E} \quad (3.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B}_m - \mathbf{M} \quad (3.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} + \mathbf{C} \quad (3.7)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (3.8)$$

$$\mathbf{B}_m = \mu \mathbf{H} \quad (3.9)$$

τ est le tenseur des contraintes incompressibles [Pa], c'est-à-dire le tenseur moyen agissant sur les phases fluides et solides du milieu poreux, P la pression du fluide [Pa]. \mathbf{w} est le mouvement relatif fluide-solide moyen multiplié par la porosité [m]. \mathbf{J} désigne la densité de courant [A/m²]. \mathbf{E} désigne le champ électrique [V/m], \mathbf{H} le champ magnétique [A/m], \mathbf{D} le déplacement diélectrique [C/m²] et \mathbf{B}_m la densité de flux magnétique [T]. \mathbf{I} désigne la matrice identité.

Les équations 3.4 et 3.5 gouvernent les couplages sismo-électromagnétiques proprement dits. Y annuler le couplage ($L(\omega)=0$) revient à découpler les deux jeux d'équations mécaniques (Biot-Gassmann) et électromagnétiques (Maxwell). La nouveauté par rapport aux notations employées au chapitre précédent consiste en l'introduction de termes sources supplémentaires (Haartsen et Pride, 1997) : une densité de courant \mathbf{C} [A/m²], \mathbf{M} une source de courant magnétique [V/m²] et des densités de forces de volume \mathbf{F} et \mathbf{f} appliquées respectivement aux phases solide et fluide du milieu poreux [N/m³].

3.2.2 Simplification du problème de propagation.

Haartsen et Pride (1997) ont résolu ce système d'équations dans le cas simplifié où les propriétés du milieu ne varient que selon une direction, en l'occurrence selon la profondeur z . Ceux-ci sont parvenus à un système d'équations couplées dont les inconnues sont les déplacements, les contraintes et les champs électromagnétiques. Pour cela, ils ont exprimé les équations 3.1 à 3.9 dans un système de coordonnées cylindriques, puis ils leur ont appliqué la décomposition de Hudson (1969). Cette décomposition fait intervenir les composantes horizontales et verticales de différents termes (déplacements, contraintes,

déplacement relatif fluide-solide, champs électromagnétiques et termes source présentés plus haut) et introduit le Laplacien horizontal. Ces nouveaux opérateurs leur ont permis de réarranger le système initial et d'isoler les dérivées verticales des déplacements, contraintes et champs électromagnétiques, ce qui les a conduit à un système de 12 équations de la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial z} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{F} \quad (3.10)$$

Où \mathbf{B} est un vecteur colonne dont les composantes sont les déplacements, contraintes et champs électromagnétiques, \mathbf{A} est une matrice carrée et \mathbf{F} un vecteur force.

Ce système se découple en deux sous-systèmes :

- **PSVTM** (onde de compression rapide P_f , onde lente de Biot P_s , onde de cisaillement S_V polarisée dans le plan de propagation vertical et l'onde électromagnétique transverse magnétique TM). Dans ce cas, \mathbf{A}^{PSVTM} est une matrice (8,8) ; \mathbf{B} et \mathbf{F} sont de dimension 8.
- **SHTE** (onde de cisaillement S_H polarisée dans le plan de propagation horizontal et l'onde électromagnétique transverse électrique TE). Ici, \mathbf{A}^{SHTE} est une matrice (4,4) et \mathbf{B} et \mathbf{F} sont de dimension 4.

On peut relier le vecteur \mathbf{B} (déplacements, contraintes et champs électromagnétiques) à un vecteur \mathbf{V} contenant les potentiels de toutes les ondes se propageant dans une couche donnée du milieu tabulaire (\mathbf{D} est une matrice carrée) :

$$\mathbf{B} = \mathbf{D}\mathbf{V} \quad (3.11)$$

Suivant le formalisme de Kennett (1983), ces potentiels peuvent être décomposés en contributions d'ondes montantes (*upward*) et descendantes (*downward*). En reportant 3.11 dans 3.10, on a en l'absence de source :

$$\frac{\partial \mathbf{D}\mathbf{V}}{\partial z} = \mathbf{A}\mathbf{D}\mathbf{V} \quad (3.12)$$

Soit :

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} = [\mathbf{D}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{D} - \mathbf{D}^{-1}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial z}]\mathbf{V} \quad (3.13)$$

En choisissant \mathbf{D} comme la matrice des vecteurs propres de \mathbf{A} , on a $\mathbf{D}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{D} = i\omega\mathbf{\Lambda}$, où $i\omega\mathbf{\Lambda}$ est une matrice diagonale dont les éléments sont les valeurs propres de \mathbf{A} . Or pour un milieu homogène, les coefficients de \mathbf{A} sont constants et donc ceux de \mathbf{D} le sont également, ce qui permet de simplifier 3.13 en :

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} = i\omega\mathbf{\Lambda}\mathbf{V} \quad (3.14)$$

Cette équation différentielle admet pour solution $\mathbf{V}(z) = e^{i\omega(z-z_0)\mathbf{\Lambda}}\mathbf{V}(z_0)$, qui peut s'écrire :

$$\mathbf{V}(z) = \mathbf{Q}(z, z_0)\mathbf{V}(z_0) \quad (3.15)$$

La matrice \mathbf{Q} est la matrice de propagation du vecteur d'onde \mathbf{V} : elle exprime les potentiels à la profondeur étudiée z en fonction de ceux à la profondeur de référence z_0 . Cette écriture utilisant un "propagateur" est particulièrement intéressante car elle va permettre de remonter aux coefficients de réflexion et de transmission à une interface séparant deux milieux homogènes.

3.2.3 Résolution du problème aux valeurs et aux vecteurs propres.

Le programme SKB reprend la résolution du problème aux valeurs et aux vecteurs propres proposée par Pride et Haartsen (1996). Dans le cas d'ondes planes se propageant dans un milieu homogène et isotrope, ceux-ci ont calculé analytiquement les vecteurs propres de la matrice \mathbf{A} , qui constituent les colonnes de la matrice \mathbf{D} . Ils ont proposé un partitionnement de cette même matrice \mathbf{D} qui s'inspire de celui proposé par Kennett et Kerry (1979) dans le cas élastique : \mathbf{D} est subdivisée en plusieurs sous-matrices qui transforment respectivement les potentiels montants et descendants en déplacements, contraintes et champs électromagnétiques. Les auteurs effectuent ensuite l'hypothèse de continuité de ces déplacements, contraintes et champs électromagnétiques à une interface plane séparant deux milieux. Celle-ci s'écrit :

$$\mathbf{B}(z_-) = \mathbf{B}(z_+). \quad (3.16)$$

En y injectant l'Équation 3.11 ils obtiennent une expression du propagateur \mathbf{Q} :

$$\mathbf{Q}(z_-, z_+) = \mathbf{D}_-^{-1}(z_-) \mathbf{D}_+(z_+) \quad (3.17)$$

Pour connaître celui-ci, il faut pouvoir inverser la matrice des vecteurs propres \mathbf{D} . Ce calcul difficile peut être effectué de façon numérique ou de façon analytique, en utilisant les propriétés de symétrie de \mathbf{A} (Haartsen et Pride, 1997) : c'est ce que fait SKB. Une fois la matrice de propagation \mathbf{Q} connue, celle-ci peut être partitionnée :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{V}_{U-} \\ \mathbf{V}_{D-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{UU} & \mathbf{Q}_{UD} \\ \mathbf{Q}_{DU} & \mathbf{Q}_{DD} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{V}_{U+} \\ \mathbf{V}_{D+} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

En s'appuyant sur les travaux de Kennett et Kerry (1979), Haartsen et Pride (1997) ont pu calculer les coefficients de réflexion et de transmission à une interface pour des ondes se propageant vers le bas ou vers le haut en fonction des partitions de la matrice \mathbf{Q} . Par exemple, le coefficient de réflexion des ondes se propageant vers le bas (*downward*) s'écrit : $\mathbf{R}_D = \mathbf{Q}_{UD} \mathbf{Q}_{DD}^{-1}$.

Une fois traité le cas simple d'une interface séparant deux milieux homogènes, les auteurs ont pu déterminer les matrices de réflexion et de transmission généralisées, c'est-à-dire pour un empilement de couches homogènes.

3.2.4 Réponse d'un milieu stratifié plan.

En mettant en œuvre les équations de Kennett et Kerry (1979), SKB permet d'obtenir la réponse sismique et électromagnétique d'un milieu poreux stratifié plan. Deux cas sont distingués, selon que la source se trouve au-dessus ou en-dessous du récepteur (Figure 3.2). Il est en revanche impossible de modéliser la source et les récepteurs à la même profondeur : c'est une des limites de la méthode.

Dans le premier cas, par exemple, les termes de déplacements, contraintes ou champs électromagnétiques s'écrivent :

$$\mathbf{Z}(z_r) = (\mathbf{C}_D + \mathbf{C}_U \mathbf{R}_D^{RL}) [\mathbf{I} - \mathbf{R}_U^{RS} \mathbf{R}_D^{RL}]^{-1} \mathbf{T}_D^{RS} [\mathbf{I} - \mathbf{R}_U^{FS} \mathbf{R}_D^{SL}]^{-1} (\boldsymbol{\Sigma}_D - \mathbf{R}_U^{FS} \boldsymbol{\Sigma}_U) \quad (3.19)$$

z_r est la profondeur du récepteur. R, S, F et L désignent les positions du récepteur, de la source, de la surface libre et du demi-espace homogène. $\boldsymbol{\Sigma}_D$ et $\boldsymbol{\Sigma}_U$ sont les potentiels de source (définis plus loin à la section 3.4.1), \mathbf{C}_D et \mathbf{C}_U sont les matrices qui convertissent, au niveau des récepteurs, les potentiels en déplacements, contraintes ou champs électromagnétiques. Cette écriture est intéressante à plus d'un titre. Regardons-là en détail : de droite à gauche figurent les termes de source, de réflectivité du milieu et enfin de conversion au niveau des récepteurs. Ces trois termes sont indépendants les uns des autres, ce dont le programme SKB tire parti pour isoler certains types d'ondes.

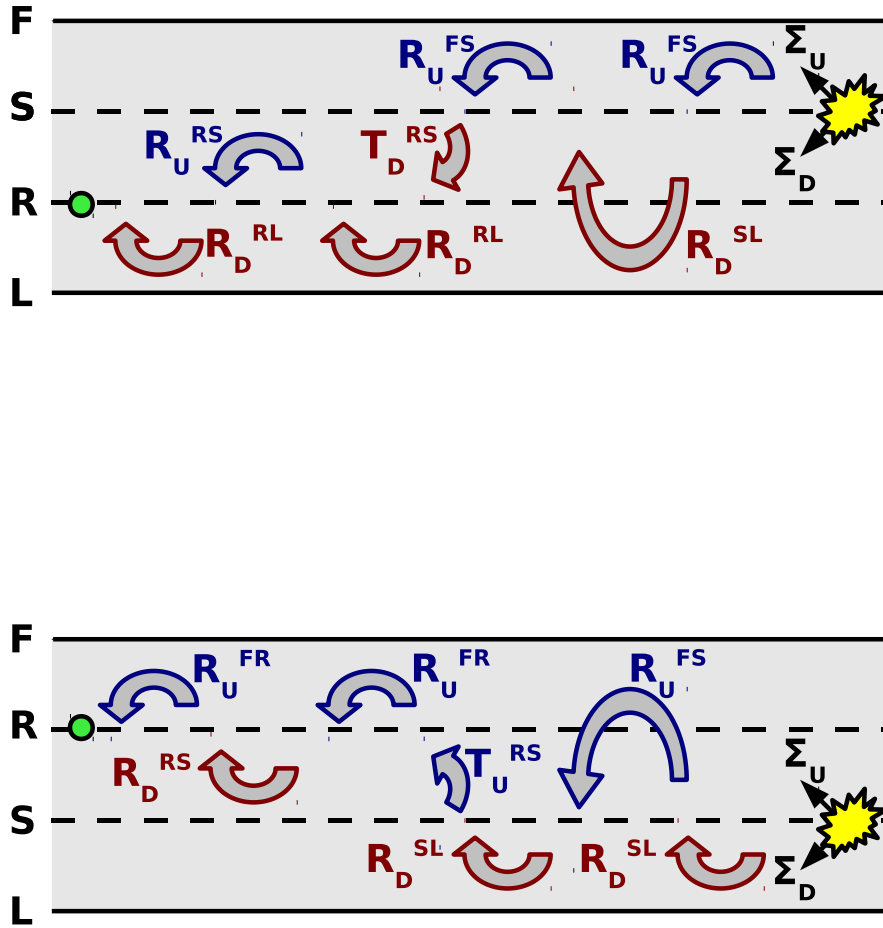


FIGURE 3.2 – Schémas représentant les deux positions relatives entre la source et les récepteurs prises en compte dans le calcul de la réponse d'un milieu stratifié plan. F : Surface libre (Free surface). R : Récepteur. S : Source. L : Demi-espace poreux inférieur (Lower porous half-space). Modifié d'après Garambois (1999).

Onde directe. En annulant tous les coefficients de réflexion (\mathbf{R}_D^{RL} , \mathbf{R}_U^{RS} , etc...), SKB permet de calculer la contribution de l'onde directe. Par exemple, dans le cas présenté plus haut, pour lequel la source est située au-dessus des récepteurs, celle-ci s'écrit : $\mathbf{Z}(z_r) = \mathbf{C}_D \mathbf{T}_D^{RS} \Sigma_D$. Le paramètre *idirect* permet à l'utilisateur de choisir s'il souhaite prendre en compte l'onde directe seule (*idirect* = 2) ou bien le champ complet (*idirect* = 1) ou encore s'il ne souhaite pas représenter l'onde directe (*idirect* = 0). La différence entre les données modélisées avec et sans ondes directes est illustrée aux Figures 3.4 et 3.5.

Réflexions primaires. Cette écriture permettrait également, en développant le terme de réflectivité du milieu, de ne considérer que les réflexions primaires aux interfaces, en vue de simplifier les enregistrements synthétiques modélisés. Développons par exemple $[\mathbf{I} - \mathbf{R}_U^{RS} \mathbf{R}_D^{RL}]^{-1}$:

$$[\mathbf{I} - \mathbf{R}_U^{RS} \mathbf{R}_D^{RL}]^{-1} = \mathbf{I} + \mathbf{R}_U^{RS} \mathbf{R}_D^{RL} + \mathbf{R}_U^{RS} \mathbf{R}_D^{RL} \mathbf{R}_U^{RS} \mathbf{R}_D^{RL} \quad (3.20)$$

Ne garder que le terme en $\mathbf{I} + \mathbf{R}_U^{RS} \mathbf{R}_D^{RL}$ permettrait ainsi de s'affranchir des réflexions multiples. Cette possibilité a été testée par Garambois (1999) durant sa thèse, mais n'a pas été implémentée dans la version finale du programme : les réflexions multiples sont modélisées par défaut.

Amplification du coefficient de réflexion P_f -TM. Enfin, l'utilisateur peut accéder au corps du programme pour y modifier certains coefficients des matrices de réflexion ou de transmission à une interface. Ceci est utile lorsqu'il s'agit d'amplifier artificiellement les réponses interfaciales d'amplitudes très faibles afin de les mettre en évidence. Nous avons présenté plus haut la matrice \mathbf{R}_D des ondes réfléchies vers le haut à partir d'une onde se propageant vers le bas, que les formules de Kennett et Kerry (1979) nous ont permis d'exprimer en fonction des partitions du propagateur \mathbf{Q} . Cette matrice peut également s'écrire :

$$\mathbf{R}_D = \begin{pmatrix} r_D^{P_f P_f} & r_D^{P_f P_s} & r_D^{P_f S_V} & r_D^{P_f T_M} \\ r_D^{P_s P_f} & r_D^{P_s P_s} & r_D^{P_s S_V} & r_D^{P_s T_M} \\ r_D^{S_V P_f} & r_D^{S_V P_s} & r_D^{S_V S_V} & r_D^{S_V T_M} \\ r_D^{T_M P_f} & r_D^{T_M P_s} & r_D^{T_M S_V} & r_D^{T_M T_M} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Dans cette matrice, suivant la convention de Kennett et Kerry (1979), le coefficient $r_D^{T_M P_f}$ en bas à gauche correspond aux conversions des ondes P_f incidentes vers le bas en ondes électromagnétiques. Si nous souhaitons amplifier artificiellement ces conversions

interfaciales, dont nous savons qu'elles ont en général des amplitudes bien plus faibles que celles des ondes cosismiques, nous pouvons multiplier ce terme par un facteur de notre choix. Nous verrons au chapitre 5 qu'en conditions de saturation partielle du milieu poreux, il est possible d'observer les réponses interfaciales sans les amplifier de la sorte.

3.2.5 Passage du domaine fréquence-nombre d'onde au domaine temps-distance.

Les déplacements, contraintes et champs électromagnétiques ont été calculés dans le domaine fréquence-nombre d'onde. L'étape suivante consiste à les exprimer dans le domaine temps-distance en leur appliquant une Transformée de Fourier. Par exemple, on a pour le déplacement vertical u_z (Kennett, 1983) :

$$u_z(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{-i\omega t} \int_0^{+\infty} k dk \sum_{m=-N}^N [J_m(kr) \hat{u}_z(\omega, k, m, z)] e^{im\theta} \quad (3.22)$$

Des expressions similaires existent pour les déplacements u_r , u_θ , w_z , pour les champs électromagnétiques E_r , E_θ , H_r et H_θ et pour les contraintes τ_{rz} , $\tau_{\theta z}$, τ_{zz} et $-P$; ces dernières sont laissées de côté dans la version actuelle du programme. J_m désigne la fonction de Bessel d'ordre m . Les valeurs de m ($0, \pm 1, \pm 2$) dépendent des propriétés de symétrie de la source. Ainsi pour une force verticale, on a $m=0$, tandis que pour des forces horizontales $m=\pm 1$. Enfin, pour un couple de forces $m=\pm 2$. La formulation de (Kennett, 1983) permet donc d'écrire les déplacements, champs et contraintes comme une superposition d'ondes cylindriques, dont l'azimuth est contrôlé par le module m . L'intégrale suivant les nombres d'onde k est évaluée par la méthode des nombres d'onde discrets (Bouchon, 1981). Cette discrétisation transforme la source originale en une série de sources concentriques périodiques situées autour de cette source initiale. Enfin, les déplacements et champs électromagnétiques sont transformés d'un système de coordonnées radiales à un système de coordonnées cartésiennes. Il est à noter que si ce programme de modélisation venait à être adaptée à des géométries de puits, il serait judicieux d'exprimer les déplacements et les champs électromagnétiques en coordonnées cylindriques. Une fois cette étape validée, il est possible de représenter les sismogrammes correspondant aux déplacements, et les électrogrammes et magnétogrammes correspondant respectivement aux champs électriques et magnétiques. C'est ce que nous allons faire pour un modèle tabulaire simple dans la section suivante.

3.3 Enregistrements sismoélectriques synthétiques obtenus pour un milieu tabulaire simple.

Afin de vérifier que nous utilisons correctement SKB, nous reproduisons ici les enregistrements synthétiques présentés par Stéphane Garambois au chapitre 4 de sa thèse (Garambois, 1999). Ici, les effets de la surface libre sont négligés ; seules les ondes de volumes sont prises en compte. Nous spécifions dans le tableau suivant les caractéristiques du sous-sol modélisé. Celui-ci consiste en une couche de sable saturé de 20m d'épaisseur posée sur un demi-espace de grès saturé avec une eau plus minéralisée, *i.e.* de salinité plus grande. La géométrie d'acquisition consiste en un profil de 51 récepteurs espacés régulièrement de 2 m les uns des autres et enfouis à 1 m de profondeur. Celui-ci est centré sur une source explosive située à une profondeur de 2m. Tout comme Garambois (1999), nous avons considéré 128 échantillons en temps pour une durée de 0.2s, ce qui correspond à une fréquence de Nyquist de 320 Hz. La fréquence dominante du signal a été choisie à environ un tiers de cette dernière, soit 106 Hz. Pour une source explosive, $F^{SHTE} = 0$, c'est-à-dire que seul le système PSVTM est excité par cette source : celle-ci ne peut créer ni ondes S_H (pas de déplacement horizontal selon y), ni de champ électromagnétique TE (pas de champ E_y ni de champ H_x). Dans ce cas, le programme SKB retourne quatre enregistrements synthétiques correspondant au déplacement horizontal selon x , au déplacement vertical, au champ électrique E_x et enfin, au champ magnétique H_y .

Un décalage en temps de 0.01 s est introduit au début de l'enregistrement pour éviter les effets de repliement temporel liés à la non-causalité de l'ondelette de Ricker que nous utilisons comme ondelette source.

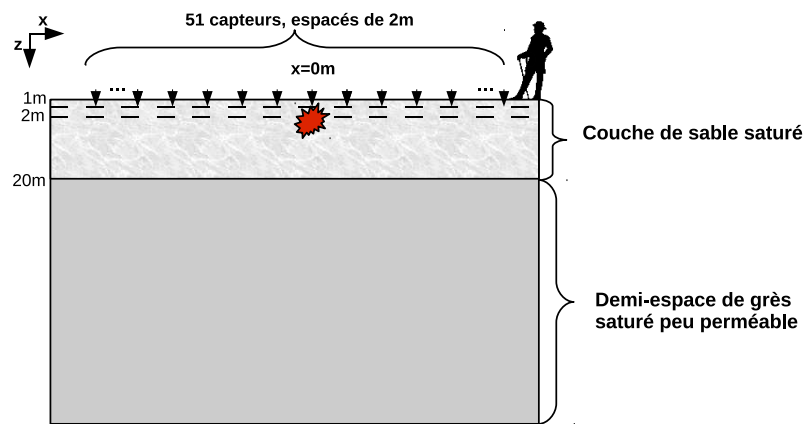


FIGURE 3.3 – *Milieu tabulaire à deux couches utilisé pour modéliser les enregistrements synthétiques représentés aux Figures 3.4 et 3.5. Les propriétés de chaque couche sont décrites dans le Tableau 3.2. La représentation ponctuelle des capteurs électriques est intentionnelle : bien que dans la réalité il faille deux électrodes pour mesurer un gradient de potentiel électrique, le programme de modélisation calcule le champ électrique en un point.*

Propriétés	Sable saturé	Grès saturé
$\Phi(\%)$	35	20
$k_0(m^2)$	10^{-11}	10^{-13}
$k_s(Pa)$	35×10^9	36×10^9
$k_f(Pa)$	2.27×10^9	2.27×10^9
$k_{fr}(Pa)$	3×10^8	4×10^9
$G_{fr}(Pa)$	4×10^8	5×10^9
$\eta(Pa.s)$	10^{-3}	10^{-3}
$\rho_s(Kg/m^3)$	2.6×10^3	2.6×10^3
$\rho_f(Kg/m^3)$	10^3	10^3
$C_0(mol/L)$	10^{-4}	10^{-2}
$T(^{\circ}K)$	298	298
κ_f	80	80
κ_s	4	4
α_{∞}	3	3

TABLE 3.2 – *Propriétés du modèle à deux couches utilisé pour l'étude des ondes sismo-électriques associées aux ondes de volumes.*

Fréquence :49.5 Hz	Sable saturé	Grès saturé
V_{Pf} (m/s)	1789.4	2812.4
V_S (m/s)	442.8	1480.9
V_{Biot} (m/s)	35.3	9.5
V_{EM} (m/s)	1081086.8	144920.5

TABLE 3.3 – *Vitesses sismiques et électromagnétiques obtenues avec SKB à une fréquence de 49.5 Hz pour du sable saturé et du grès saturé dont les propriétés sont décrites au tableau 3.2 .*

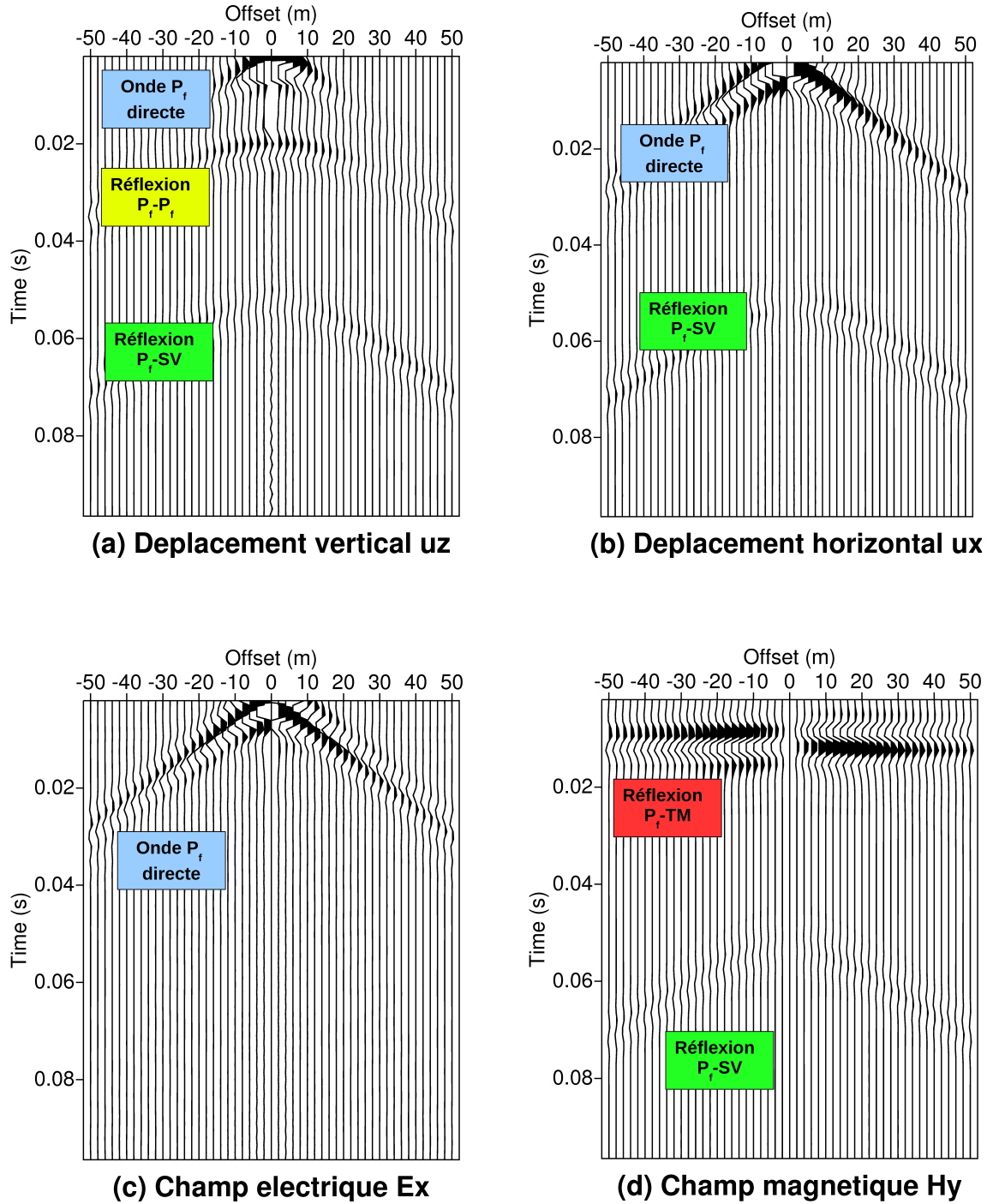


FIGURE 3.4 – (a) et (b) Sismogrammes, (c) électrogramme et (d) magnétogramme synthétiques obtenus pour un milieu tabulaire à deux couches, dont les propriétés sont décrites au tableau 3.2. Les réflexions à la surface libre n'ont pas été modélisées. Aucun gain n'est utilisé, mais les amplitudes du dernier centile ont été écrêtées.

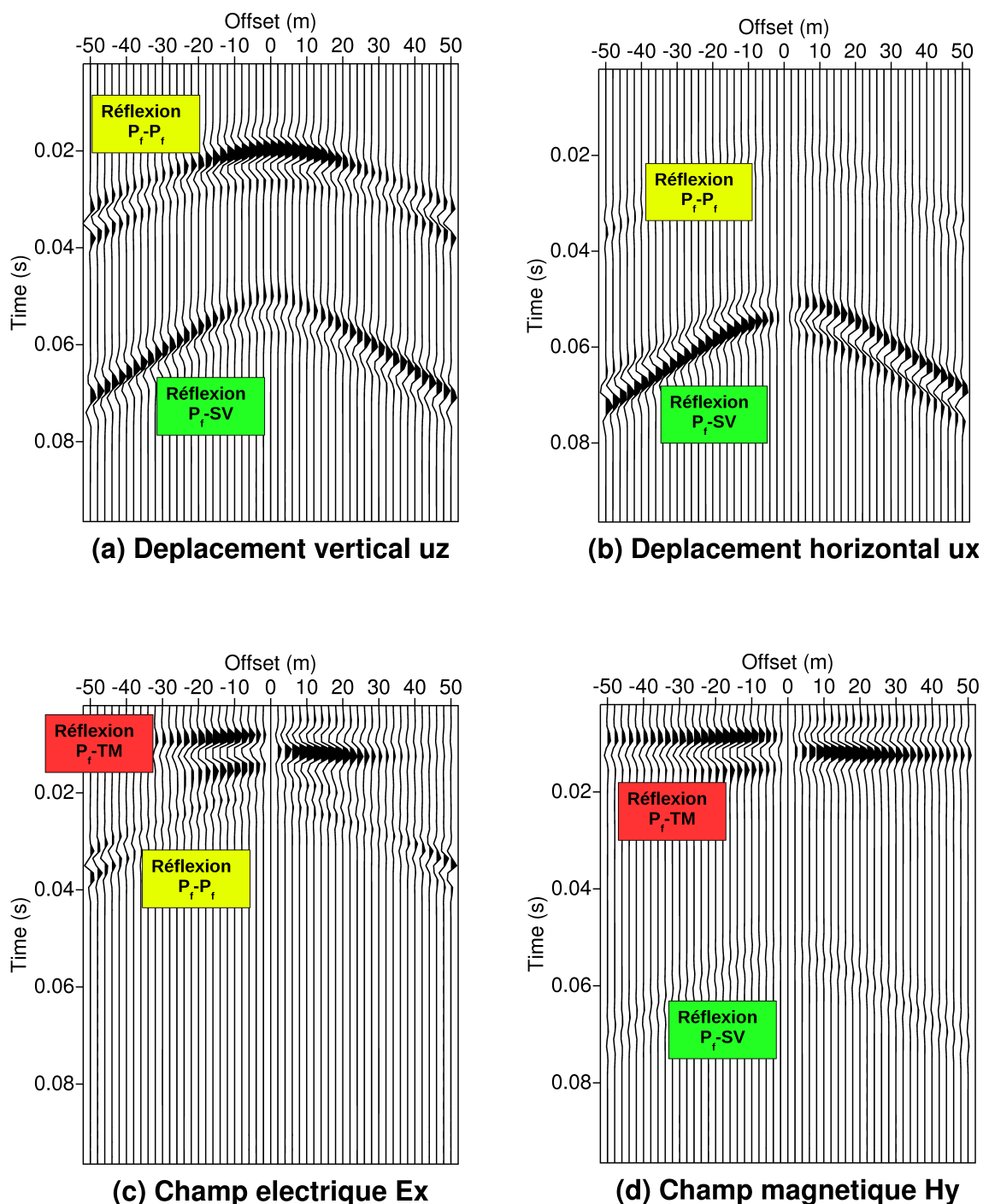


FIGURE 3.5 – Données identiques à celles de la figure 3.4, mais représentées sans l'onde directe.

Sur le sismogramme synthétique (Figure 3.4 (b)), représentant la composante horizontale du déplacement, nous observons l'onde de volume directe P_f ainsi que sa conversion en onde SV à l'interface sable-grès : le sommet de l'hyperbole de réflexion correspondante est visible vers 0.05 s. Sur l'électrogramme associé (Figure 3.4 (c)), nous observons le cosismique de l'onde P_f directe. La conversion à l'interface est d'une amplitude si faible qu'elle est entièrement masquée par cette onde cosismique. En revanche, sur le magnétogramme associé (Figure 3.4 (d)), qui représente le champ magnétique H_y , perpendiculaire à la direction du profil, l'onde P_f n'engendre pas d'équivalent cosismique. Une arrivée de *move – out* quasi-nul, vue au même moment par tous les capteurs, est visible vers 0.01 s : elle correspond à la réponse interfaciale (RI), c'est-à-dire la conversion P_f - TM , multipliée artificiellement par un facteur 20 pour être visible. On observe également le cosismique de la réflexion P_f - SV sur ce magnétogramme.

Ainsi que nous l'avons expliqué à la section 3.2.4, nous pouvons choisir de ne pas représenter l'onde directe sur les enregistrements synthétiques. C'est ce que nous faisons à la figure suivante (Figure 3.5), pour laquelle nous avons pris $idirect = 0$. Sur le sismogramme synthétique u_x (Figure 3.5 (b)), nous devinons à présent l'hyperbole de réflexion P_f - P_f , qui était masquée auparavant par l'onde directe. Sur l'électrogramme synthétique (Figure 3.5 (c)), nous observons le cosismique de cette réflexion P_f - P_f , de même que la réponse interfaciale.

Aussi bien sur les données électriques que les données magnétiques, la réponse interfaciale exhibe une inversion de polarité entre les offsets positifs et négatifs.

Ce test nous a permis de nous familiariser avec le programme de modélisation et avec les différents types d'ondes sismoélectromagnétiques.

3.4 Fonctionnalités du programme de modélisation.

3.4.1 Terme de source.

Nous avons introduit à la Section 3.2.4 les potentiels de source Σ_D et Σ_U : il nous reste à présent à les définir. Pour modéliser une excitation du milieu, le programme SKB considère qu'à la profondeur z_s de la source se trouve une interface "virtuelle" de part et d'autre de laquelle la relation de continuité des déplacements, contraintes et champs électromagnétiques n'est plus respectée. L'Équation 3.16 est alors remplacée par :

$$\mathbf{B}(z_s^-) - \mathbf{B}(z_s^+) = \mathbf{S}(z_s) \quad (3.23)$$

Or, d'après l'Équation 3.11 :

$$\mathbf{B}(z_s^-) - \mathbf{B}(z_s^+) = D(z_s)[\mathbf{V}(z_s^-) - \mathbf{V}(z_s^+)], \quad (3.24)$$

D'où $\mathbf{V}(z_s^-) - \mathbf{V}(z_s^+) = \mathbf{D}(z_s)^{-1}\mathbf{S}(z_s)$, c'est-à-dire que la source peut être définie en terme de potentiel, avec $\Sigma = \mathbf{D}(z_s)^{-1}\mathbf{S}(z_s)$ un vecteur pouvant être partitionné en potentiels montants Σ_U et descendants Σ_D . Modéliser une source revient donc à modéliser le vecteur discontinuité associé $\mathbf{S}(z_s)$.

Le Tableau 3.4 récapitule les différents types de sources pris en compte par SKB.

Il est intéressant de modéliser les enregistrements synthétiques correspondant à deux modèles tabulaires identiques excités par des sources différentes. À la Figure 3.6, nous avons modélisé le déplacement horizontal \mathbf{u}_x et le champ électrique horizontal \mathbf{E}_x pour un milieu tabulaire à deux couches : une couche de sable de 30 m d'épaisseur, posée sur un demi-espace infini de grès. Les propriétés de chacune des deux couches sont données au tableau 3.2. Deux cent un capteurs sont espacés régulièrement entre $x=-50$ m et $x=50$ m. La fréquence centrale f_{peak} est de 120 Hz. La réponse interfaciale n'est pas amplifiée ; les ondes directes et les réflexions à la surface libre sont modélisées pour s'approcher d'un cas réaliste. Comme prévu par la théorie, les deux sources ponctuelles modélisées donnent naissance à des ondes similaires : toutes deux excitent le même système PSVTM (voir Tableau 3.4). Cependant les contributions relatives de chaque type d'onde sont différentes d'une source à l'autre : l'exemple le plus frappant concerne les amplitudes des ondes de surface (voyageant à près de 450 m/s), plus fortes dans le cas de la source verticale. Ce type d'études montre qu'on aura plus ou moins de difficultés à observer des réponses interfaciales selon le type de source utilisée.

3.4.2 Réflexions à la surface libre.

SKB permet également d'ignorer les réflexions à la surface libre en laissant l'utilisateur annuler le coefficient \mathbf{R}_U^{FS} . Ceci est très utile pour s'affranchir des ondes de surface (*ground-roll*) de forte amplitude, qui peut masquer d'autres arrivées. Par exemple, dans la section précédente, nous avons affirmé que les sources verticale et explosive génèrent des ondes de surfaces d'amplitudes différentes. Cependant, un coup d'œil au tableau 3.3 montre que pour le modèle étudié, les ondes S voyagent presque à la même vitesse que les ondes de surface : on pourrait être tenté de voir l'arrivée cosismique voyageant à environ 450 m/s sur les enregistrements de la Figure 3.6 comme la somme d'hypothétiques ondes S et du cosismique du *ground roll*. L'électrogramme à la Figure 3.7 (c), modélisé en annulant \mathbf{R}_U^{FS} , montre que là où on observerait des ondes S sur le sismogramme associé (déplacement horizontal \mathbf{u}_x à la Figure 3.7 (a)), il n'y a rien ! Ceci confirme que les ondes S polarisées verticalement ne créent pas de champ électrique cosismique.

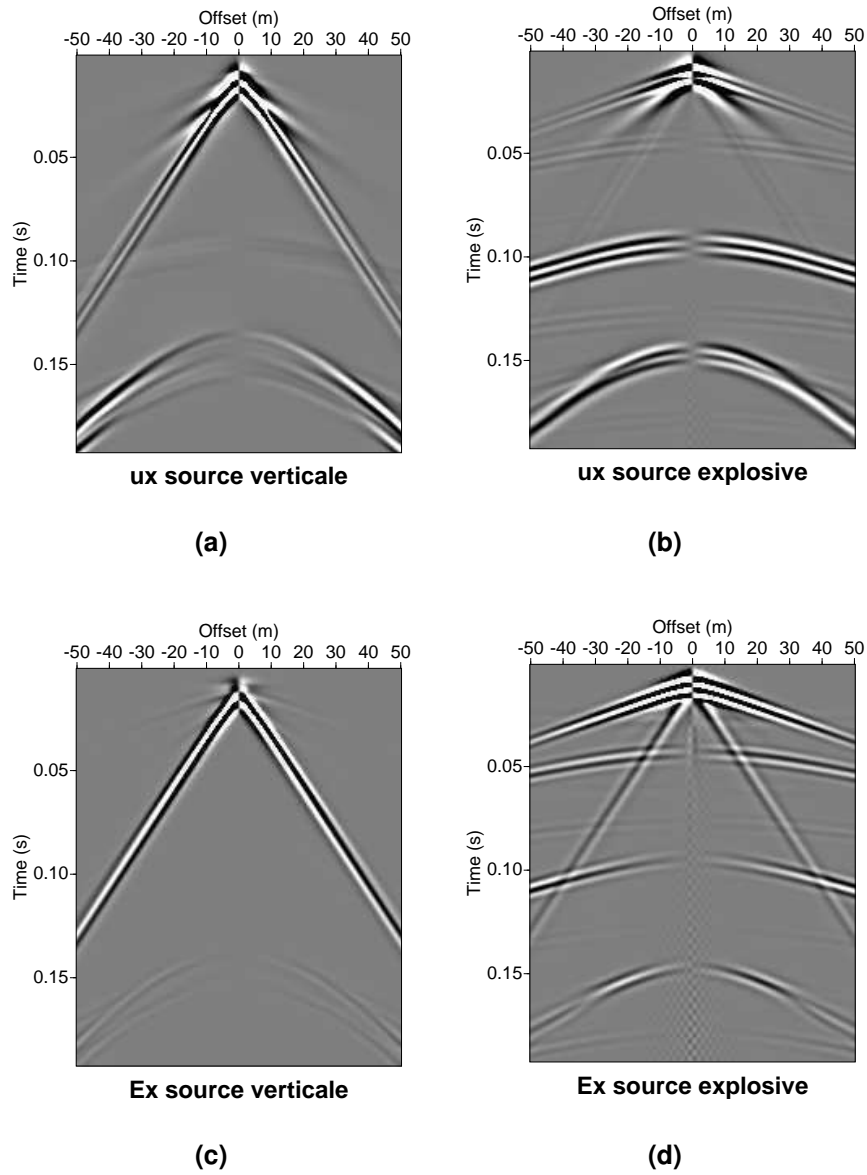


FIGURE 3.6 – *Comparaison entre les sismogrammes (a) et (b) et électrogrammes (c) et (d) obtenus pour le même milieu tabulaire mais en modélisant des sources différentes : une source verticale de type chute de poids pour (a) et (c) et une source explosive pour (b) et (d).*

Type	isrc	Source	Notes / Références
Sismique	0	Explosion	$F^{SHT E} = 0$, Aki & Richards, 1980
	1	Force horizontale suivant x	
	2	Force horizontale suivant y	
	3	Force horizontale suivant z	Permet de modéliser une chute de poids, $F^{SHT E} = 0$
Électro-magnétique	4	Dipôle électrique vertical	$F^{SHT E} = 0$
	5	Dipôle électrique orienté selon x	
	6	Dipôle électrique orienté selon y	
	7	Boucle de courant	Rayon par défaut : 1 m, Haartsen & Pride, 1997

TABLE 3.4 – Sources modélisées par SKB.

3.5 Instantanés de la propagation des ondes électromagnétiques

Afin de mieux visualiser comment se produisent les conversions interfaciales, nous avons généré des instantanés de la propagation des ondes électromagnétiques, c'est-à-dire des représentations offset-profondeur à un instant donné. Pour cela, nous avons modélisé 50 enregistrements électriques pour le même milieu tabulaire qu'à la section précédente (une couche de sable saturé de 30 m d'épaisseur, posée sur un demi-espace de grès saturé), en faisant varier la profondeur des récepteurs virtuels entre $z=5$ m et $z=55$ m (Figure 3.8). Pour obtenir ces enregistrements, nous n'avons modélisé ni les réflexions à la surface libre, ni les ondes directes ; de plus, nous avons artificiellement amplifié les coefficients de réflexion $P_f\text{-}TM$, $P_s\text{-}TM$ et $SV\text{-}TM$ par un facteur 10^8 pour magnifier la réponse interfaciale. Nous avons ensuite extrait de tous les enregistrements les échantillons correspondant à un seul et même instant, et les avons réorganisés en fonction de la profondeur des récepteurs (Figure 3.9).

La source verticale est enfouie à 3 m de profondeur. En voyageant à 1789 m/s, les ondes P_f mettent environ 0.015 s à parcourir les 27 m qui séparent la source de l'interface sable-grès. Elles devraient donc se manifester au niveau du 20^{me} échantillon. Ainsi, à l'échantillon 23 (Figure 3.9 (a)), on peut observer des signaux au niveau de l'interface, qui présentent une polarité opposée de part et d'autre de la source. Leur amplitude décroît

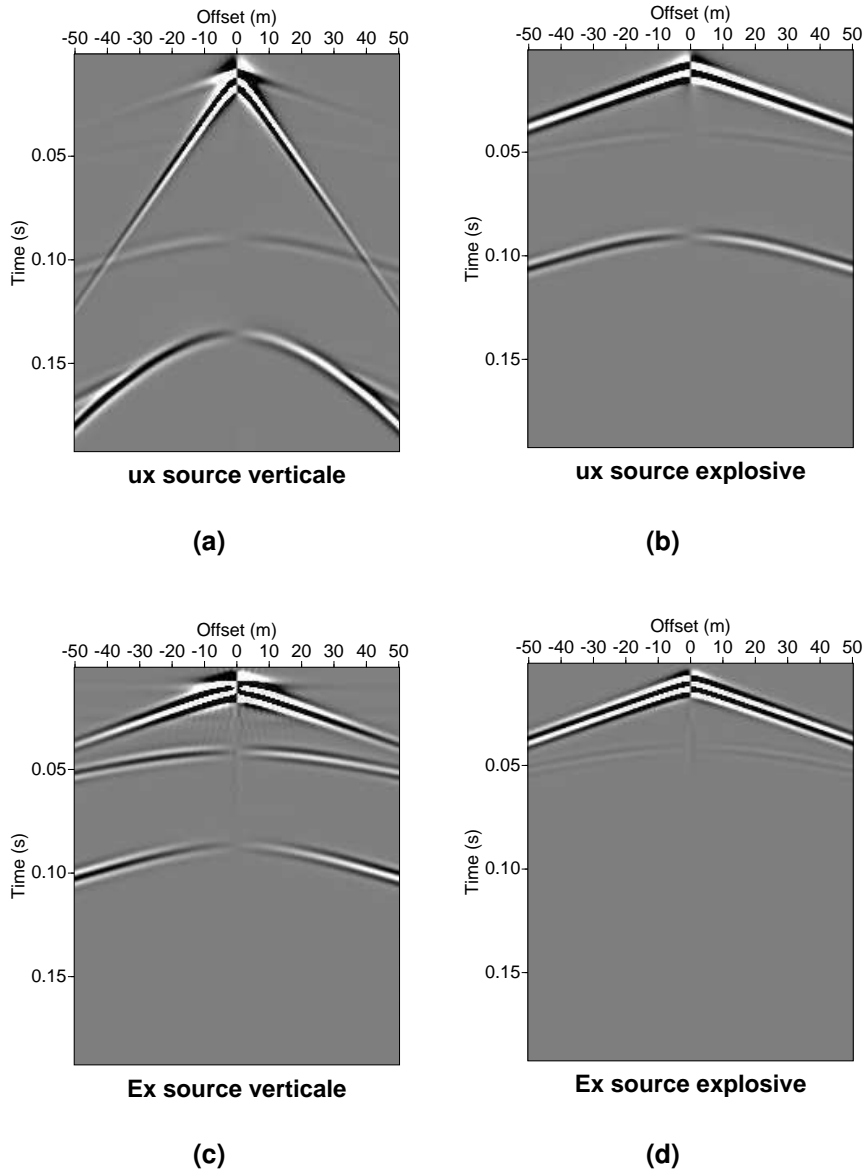


FIGURE 3.7 – *Semblable à la Figure 3.6, mais ici les effets de la surface libre n’ont pas été modélisés.*

à mesure qu’on s’éloigne de l’interface. On pourrait penser que ces signaux n’existent que dans la couche de sable superficielle, mais en y regardant de plus près, on peut les observer à des profondeurs supérieures à 30 m : la continuité de la composante tangentielle du champ électrique de part et d’autre de l’interface est donc bien respectée. L’amplitude des signaux décroît rapidement dans le demi-espace de grès.

Il est intéressant de noter qu’à des temps plus tardifs (Figure 3.9 (b)), la polarité des ces signaux est inversée. Cette inversion est difficile à interpréter avec précision : peut-être est-elle liée à la contribution de l’interface à l’extérieur de la première zone de Fresnel.

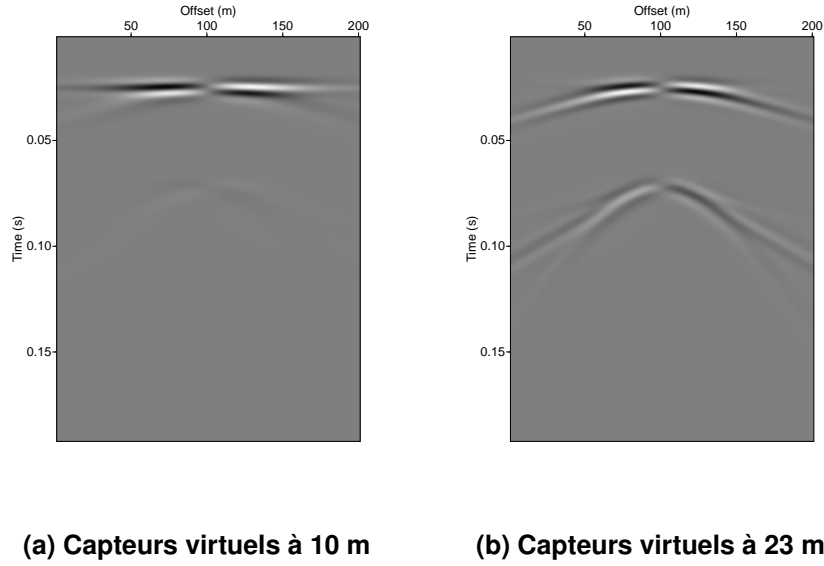


FIGURE 3.8 – *Champ électrique horizontal enregistré par des récepteurs enfouis à deux profondeurs différentes : (a) 10m et (b) 23 m. On considère ici une couche de sable saturé de 30 m d'épaisseur, posée sur un demi-espace de grès saturé. Un décalage de 0.01 s est introduit. Une source verticale est modélisée. Les ondes directes et les réflexions à la surface libre ne sont pas modélisées ; la réponse interfaciale est artificiellement multipliée par un facteur 10^8 .*

3.6 Modélisation de signaux électrosismiques

Le programme de modélisation permet également de synthétiser des données électrosismiques. À titre d'exemple, nous présentons ici la réponse électrosismique d'un milieu tabulaire identique à celui considéré précédemment (une couche de sable saturé de 30 m d'épaisseur, posée sur un demi-espace de grès saturé), excité par un dipôle électrique vertical. Cette source électromagnétique selon z excite le même mode PSVTM que la source mécanique verticale modélisée précédemment : on récupère donc en sortie du programme deux sismogrammes décrivant les déplacements horizontaux u_x et verticaux u_z , un électrogramme représentant le champ électrique dans la direction du profil E_x et un magnétogramme décrivant le champ magnétique perpendiculaire à la direction du profil H_y .

La source verticale utilisée ici génère aussi bien des ondes P (discernables sur les Figures 3.10 (a) et (b)) que des ondes SV ; ces deux types d'ondes voyagent aux mêmes vitesses que précédemment (voir Tableau 3.3). Sur les électrogrammes (Figure 3.10 (c)) et magnétogrammes (Figure 3.10 (d)) synthétiques, on observe une arrivée fortement énergétique de *move-out* nul au début de l'enregistrement. Cette arrivée est vue simultanément

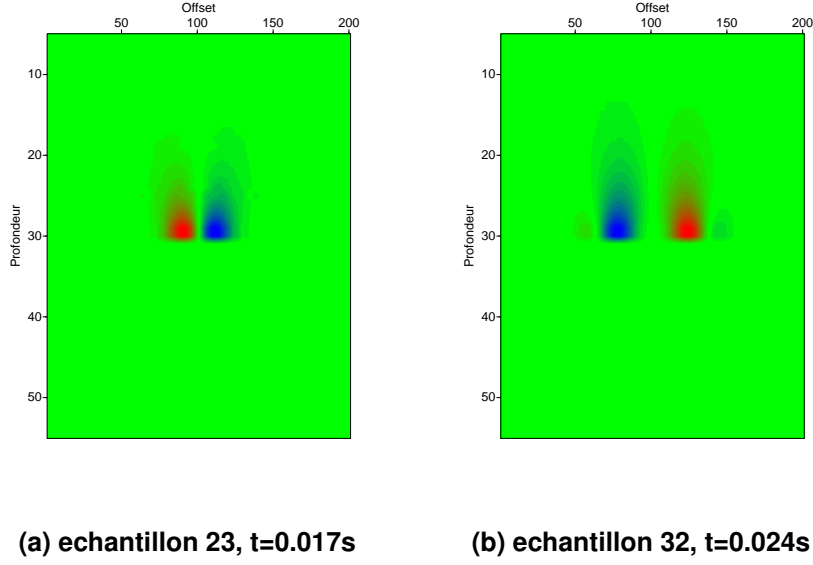


FIGURE 3.9 – *Instantanés du champ électrique horizontal pour le milieu modélisé à la section 3.4.1, c'est-à-dire une couche de sable saturé de 30 m d'épaisseur, posée sur un demi-espace de grès saturé. Une source verticale est modélisée. Les ondes directes et les réflexions à la surface libre ne sont pas modélisées ; la réponse interfaciale est artificiellement multipliée par un facteur 10^8 .*

par tous les récepteurs vers 0.01 s, mais comme on a introduit un décalage en temps de 0.01 s pour éviter les effets de repliement temporel, cela signifie qu'elle survient au tout début de l'enregistrement : elle correspond donc à l'onde électromagnétique directe, qui se propage dans la couche de sable superficielle de la source vers les récepteurs à une vitesse de l'ordre de 10^6 m/s. D'autres ondes sont visibles sur ces enregistrements : elles correspondent aux contreparties cosismiques des ondes P et SV électrosismiques, visibles sur les Figures 3.10 (a) et (b).

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le programme de modélisation de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques que nous utiliserons dans la suite de notre travail. Nous mettrons à profit cet outil de modélisation dans le chapitre suivant (Chapitre 4) et dans l'article *Curvelet-based seismoelectric data processing*, dans lequel nous comparerons différentes techniques de traitement des données sismoélectromagnétiques sur des jeux de données synthétiques générés avec ce programme. Comme nous l'avons souligné au début du présent chapitre, ce programme est limité aux milieux

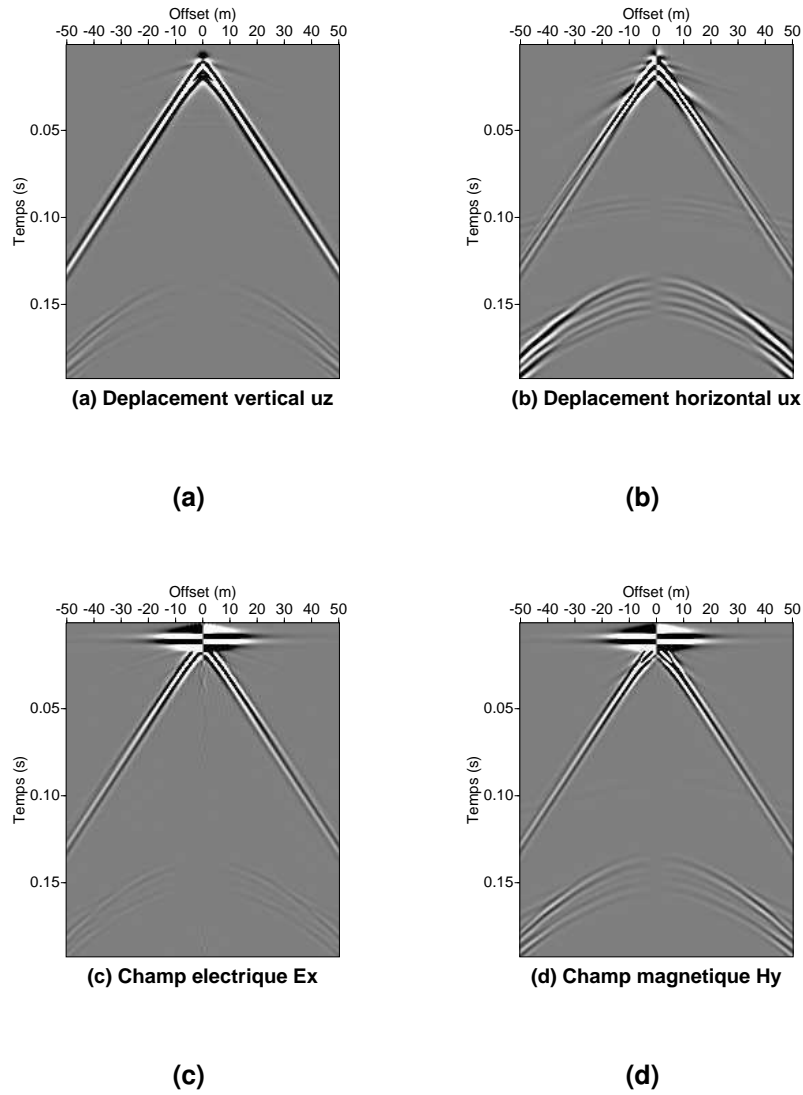


FIGURE 3.10 – Réponse électrosismique d'un milieu tabulaire simple constitué d'une couche de sable saturé de 30 m d'épaisseur, posée sur un demi-espace de grès saturé. Un décalage de 0.01 s est introduit. Une source électromagnétique verticale est modélisée.

poreux saturés.

Chapitre 4

Traitement des données sismoélectriques.

Le présent chapitre se propose de détailler les différentes étapes du traitement que les données sismoélectriques acquises sur le terrain doivent subir avant de pouvoir être exploitées et interprétées. Nous nous plaçons ici dans le cas d’une géométrie de surface simple, pour laquelle la source et les récepteurs sont déployés en surface. Plusieurs catégories de bruit peuvent contaminer les données sismoélectriques. Ces signaux sont généralement sensibles au bruit harmonique lié aux lignes à haute tension. Il existe deux façons de supprimer ce type de bruit (Butler, 1993; Butler et Russell, 2003), que nous décrivons ici avant de les appliquer à un jeu de données acquises en environnement sédimentaire par Garambois et Dietrich (2001). D’autre part, il est fréquent que les signaux cosismiques soient superposées aux réponses interfaciales que l’on souhaite récupérer en raison des informations qu’elles fournissent sur le sous-sol en profondeur. On peut recourir à des géométries d’acquisition en transmission pour séparer “naturellement” ces différentes arrivées cohérentes, mais celles-ci ne sont pas toujours applicables. Il faut alors faire appel à des techniques de séparation d’onde, délicates à mettre en œuvre en raison de la faible amplitude des réponses interfaciales relativement aux signaux cosismiques qui les occultent. Nous abordons ici trois façons d’extraire ces réponses interfaciales : le filtrage $f - k$ et le filtrage en domaine de Radon, que d’autres auteurs ont déjà appliqué aux données sismoélectriques (Haines et al., 2007a), et le filtrage en domaine des curvelets (ou *courbes-ondelettes*), développées par Candès et al. (2006), qui constitue un des apports principaux de cette thèse. Un comparatif détaillé de ces trois méthodes et en particulier leur impact sur les amplitudes des signaux, est proposé dans l’article reproduit à la section 4.4. Nous testons également un schéma de séparation bayésienne en domaine des curvelets et nous mettons en évidence ses limites dans le cadre de ce problème. Enfin, au même titre que les données sismiques conventionnelles, les données sismoélectriques peuvent être contaminées par du bruit non-cohérent : nous montrons ici qu’un débruitage en domaine des

curvelets permet de réduire significativement ce type de bruit.

4.1 Suppression du bruit harmonique lié aux lignes à haute tension.

La première étape du traitement consiste à minimiser le bruit anthropique qui contamine les données, dont la majeure partie est due aux réseaux électriques. La composante cohérente de ce bruit industriel est constituée par les harmoniques de 50 ou 60 Hz produites par les réseaux d'alimentation électrique. Une solution pour limiter ce bruit consiste à réaliser l'acquisition de nuit, lorsque ce bruit est faible et stable (Butler, 1996a) ; l'autre, plus répandue, consiste à s'en affranchir par le traitement des données contaminées. Deux techniques de suppression du bruit harmonique lié aux lignes électriques sont habituellement utilisées : la soustraction par blocs et la soustraction sinusoïdale (Butler, 1993; Butler et Russell, 2003). La présente section se propose de comparer les résultats que ces deux méthodes permettent d'obtenir pour le jeu de données sismoélectriques acquises par Garambois et Dietrich (2001) le long du Fier, dans la région d'Annecy (France).

Soit $r(t)$ l'enregistrement (*recording*) sismoélectrique : celui-ci peut se décomposer comme la somme du signal sismoélectrique $s(t)$ avec une composante de bruit non-harmonique $e(t)$ et une composante de bruit harmonique $p(t)$:

$$r(t) = s(t) + e(t) + p(t) \quad (4.1)$$

Soit f_0 la fréquence fondamentale du bruit harmonique. On peut écrire :

$$p(t) = \sum_{k=1}^{\infty} c_k \cos(2\pi k f_0 t + \Phi_k) \quad (4.2)$$

La phase Φ_k , l'amplitude c_k et la fréquence $k f_0$ de chaque harmonique sont supposées constantes sur toute la durée de l'enregistrement, une hypothèse valide lorsque celui-ci n'excède pas quelques secondes.

La fréquence fondamentale f_0 est de 50 ou 60 Hz selon la région du globe où l'on travaille (Figure 4.1). En France, $f_0=50$ Hz.

4.1.1 Soustraction par bloc

La méthode de soustraction par bloc suppose que l'on puisse isoler un intervalle de temps $[t_{min}, t_{max}]$ durant lequel le signal sismo-électrique $s(t)$ est faible comparé au bruit harmonique $p(t)$. Il peut par exemple s'agir de quelques secondes d'enregistrement acquises avant que la source ne soit activée. $p(t)$ étant supposé périodique de période $1/f_0$, on peut retirer le bruit harmonique de l'enregistrement en dupliquant ce "bloc de bruit" et en le

décalant d'un nombre entier de périodes m de façon à obtenir une estimation du bruit $p(t)$ sur toute la durée de l'enregistrement, estimation que l'on pourra retrancher des données. Un inconvénient de cette méthode est que toute composante non-harmonique subsistant sur l'intervalle initial sera soustraite des données et apparaîtra sur l'enregistrement à l'issue du traitement avec une polarité opposée. Il convient donc de choisir comme bloc un intervalle de temps libre de toute composante non-harmonique, ce qui n'est pas toujours possible en pratique. Un autre problème est posé par le choix de la période $1/f_0$. Selon le pas d'échantillonnage des données, il n'est pas toujours pratique d'appliquer un décalage en temps t_s qui soit exactement m/f_0 . Pour peu que l'écart $|t_s - m/f_0|$ soit plus petit que la demi-période correspondant à l'harmonique la plus élevée contaminant les données, on obtient des résultats acceptables (Butler, 1993). Cependant, il est parfois préférable de rééchantillonner les données de manière à ce que la fréquence associée au pas d'échantillonnage soit un multiple de f_0 . L'incertitude sur la valeur réelle de la fréquence fondamentale limite également cette technique : une petite erreur sur f_0 peut biaiser les traces après filtrage aux harmoniques les plus élevées.

Pour les données présentées ici (Figure 4.2), nous ne disposons pas d'un intervalle de temps acquis avant l'activation de la source, aussi avons-nous supposé les 400 derniers échantillons (*i.e.* les dernières 40 ms) libres de tout signal $s(t)$. Pour obtenir notre bloc de bruit caractéristique, nous avons défini deux blocs de 200 échantillons que nous avons moyennés avant d'appliquer une rampe sur les 10 premiers et les 10 derniers échantillons afin qu'il n'y ait pas de décalage d'un bloc au suivant.

Le bruit $p(t)$ ainsi estimé pour toute la durée de l'enregistrement est présenté à la Figure 4.4(a). Les résultats obtenus en retranchant cette estimation des données bruitées sont illustrés à la Figure 4.4(b).

4.1.2 Soustraction sinusoïdale

Le bruit harmonique lié aux lignes à haute tension survient aux multiples nf_0 de la fréquence fondamentale f_0 , où n est un entier positif. Cette fréquence fondamentale étant connue, on peut retrouver l'amplitude et la phase du n -ième harmonique présent dans l'enregistrement $r(t)$ en utilisant une approche par moindres carrés.

L'Équation 4.2 peut se réécrire sous la forme :

$$p(t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(k\omega_0 t) + b_k \sin(k\omega_0 t) \quad (4.3)$$

où $\omega_0 = 2\pi f_0$ est la fréquence fondamentale (exprimée en radians). On peut retrouver l'amplitude c_n et la phase Φ_n du n -ème harmonique *via* les formules :

$$c_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \quad (4.4)$$

et

$$\Phi_n = \tan^{-1}(-b_n/a_n). \quad (4.5)$$

Les coefficients a_n et b_n ne sont pas connus, mais on peut en obtenir une estimation \hat{a}_n et \hat{b}_n en minimisant la différence entre les données et la sinusoïde de fréquence nf_0 au sens des moindres carrés. Ceci revient à minimiser l'intégrale :

$$\theta_n = \int_0^\tau [r(t) - \hat{a}_n \cos(n\omega_0 t) - \hat{b}_n \sin(n\omega_0 t)]^2 dt, \quad (4.6)$$

où τ correspond à la durée de la fenêtre d'estimation, ici la durée totale de l'enregistrement. En mettant à zéro les dérivées partielles de θ_n par rapport à \hat{a}_n et \hat{b}_n et en résolvant le système ainsi obtenu, on obtient pour \hat{a}_n et \hat{b}_n :

$$\hat{a}_n = \beta \int_0^\tau r(t)(\alpha_3 \cos(n\omega_0 t) - \alpha_2 \sin(n\omega_0 t))dt, \quad (4.7)$$

$$\hat{b}_n = \beta \int_0^\tau r(t)(\alpha_1 \sin(n\omega_0 t) - \alpha_2 \cos(n\omega_0 t))dt, \quad (4.8)$$

où :

$$\alpha_1 = \int_0^\tau \cos^2(n\omega_0 t)dt = \frac{\tau}{2} + \frac{\sin(2n\omega_0 \tau)}{4n\omega_0}, \quad (4.9)$$

$$\alpha_2 = \int_0^\tau \cos(n\omega_0 t) \sin(n\omega_0 t)dt = \frac{1 - \cos(2n\omega_0 \tau)}{4n\omega_0}, \quad (4.10)$$

$$\alpha_3 = \int_0^\tau \sin^2(n\omega_0 t)dt = \frac{\tau}{2} - \frac{\sin(2n\omega_0 \tau)}{4n\omega_0}, \quad (4.11)$$

et

$$\beta = \frac{1}{\alpha_1 \alpha_3 - \alpha_2^2}. \quad (4.12)$$

On peut simplifier les Équations 4.7 et 4.8 en choisissant τ comme un multiple de la période correspondant à la fréquence principale (*i.e.* comme un multiple de 20 ms pour $f_0=50$ Hz). Dans ce cas, α_2 s'annule et les coefficients \hat{a}_n et \hat{b}_n sont égaux aux coefficients de Fourier réels de $r(t)$:

$$\begin{cases} \hat{a}_n = \frac{2}{\tau} \int_0^\tau r(t) \cos(n\omega_0 t)dt \\ \hat{b}_n = \frac{2}{\tau} \int_0^\tau r(t) \sin(n\omega_0 t)dt \end{cases} \quad (4.13)$$

On peut se demander jusqu'à quel indice n il est utile de calculer ces coefficients : représenter l'électrogramme en domaine de Fourier permet de déterminer quels harmoniques de $f_0=50$ Hz sont significatifs. Nous avons représenté les traces 4, 5 et 6 à

la Figure 4.3 : on y observe le dernier harmonique significatif pour 750 Hz (nous avons vérifié que ceci était vrai pour les autres traces). Nous avons donc calculé les coefficients α_1 , α_2 , α_3 et β jusqu'à l'ordre $n=15$. Les résultats sont présentés à la Figure 4.4 (c) et (d).

Du bruit harmonique subsiste sur l'électrogramme après la soustraction par blocs : cette composante est visible sur les traces d'offsets 10, 12 et 14m sur la Figure 4.4(d) et peut être expliquée par la non-stationnarité du bruit harmonique. Pour cette raison, nous avons préféré recourir à la méthode de soustraction par blocs, mais nous aurions également pu employer un filtre autorégressif (AR).

4.2 Séparation des signaux cosismiques et de la réponse interfaciale : filtres basés sur la pente des arrivées sismoélectriques

Une fois le bruit harmonique retiré des données, l'étape suivante du traitement consiste à séparer les différents types d'ondes sismoélectromagnétiques présentes sur l'enregistrement pour ne conserver que celles que l'on souhaite étudier. Nous avons vu au chapitre 2 que les ondes cosismiques fournissent des renseignements sur le sous-sol au voisinage des récepteurs, c'est-à-dire immédiatement sous la surface dans le cas d'une géométrie d'acquisition classique. Seules les réponses interfaciales (RI) peuvent rendre compte de contraste dans les propriétés de la roche ou du fluide saturant *en profondeur*. Ce problème de séparation d'ondes est particulièrement délicat, car les amplitudes des RI peuvent être de plusieurs ordres de grandeurs plus faibles que celles des ondes cosismiques. De plus, les méthodes classiquement proposées pour extraire les RI (filtrages f-k et τ -p) peuvent distordre leurs formes d'onde et altérer leurs amplitudes, qui peuvent renseigner sur la géométrie des réservoirs présents dans le sous-sol, du moins en ce qui concerne la méthode *électrosismique* (Thompson et al., 2007). Enfin, la préservation des amplitudes sismoélectriques est un prérequis nécessaire à l'inversion des données sismoélectriques si un tel schéma venait à être développé. Guan et al. (2012) ont inversé la phase des signaux cosismiques associés au passage d'une onde de Stoneley, mais pour l'heure, l'inversion des amplitudes de la réponse interfaciale reste à mettre au point. Conserver les amplitudes des signaux sismoélectriques permettrait aussi de les analyser en *Amplitude-Versus-Offset*.

On peut s'appuyer sur trois propriétés de la RI pour l'extraire du champ d'ondes cosismique (Haines et al., 2007a) :

1. sa distribution d'amplitude dipolaire, qui se distingue de celle en $\frac{1}{r}$ des ondes de volume cosismiques et de celle en $\frac{1}{\sqrt{r}}$ des ondes de surface cosismiques, où r [m] est la distance à la source. En première approximation, le diagramme de radiation de

la réponse interfaciale est celui d'un dipôle oscillant au niveau de la première zone de Fresnel, à l'aplomb de la source (Thompson et Gist, 1993).

2. ses polarités opposées de part et d'autre du point source, qui résultent de ce diagramme de radiation dipolaire.
3. sa vitesse de propagation électromagnétique, de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle des ondes sismiques et de leurs contreparties cosismiques. Leur lenteur quasiment nulle fait apparaître les RI comme des événements horizontaux sur les sismoélectrogrammes.

La plupart des méthodes de traitement rencontrées dans la littérature (Haines et al., 2007a; Strahser, 2007) se servent uniquement de cette dernière propriété pour séparer les RI des autres ondes en présence. Elles consistent en des filtres permettant de séparer les événements observés en fonction de leur lenteur, comme les filtres $f - k$ ou les filtres en domaine de Radon.

Seuls les filtres à prédiction d'erreur (PEF) mis en œuvre par Haines et al. (2007a) tirent parti des trois propriétés décrites plus haut. Ces filtres consistent à modéliser séparément le bruit cohérent (ici le signal cosismique) et le signal (la RI). Ces prédictions peuvent ensuite être utilisées dans un schéma d'inversion itératif permettant de séparer les données totales en signal et bruit estimés.

Dans cette section, nous présentons deux techniques de filtrage basées sur la vitesse des signaux, et communément employées en sismique : les filtres $f - k$ et les filtres en domaine de Radon. Afin d'illustrer l'application de ces filtres, nous considérons d'abord des données acquises le long du Fier par Garambois et Dietrich (2001), introduites dans la discussion sur la réduction du bruit harmonique (Figure 4.2). Enfin, nous utilisons également un jeu de données synthétiques générées avec le programme de modélisation SKB (Figure 4.5).

4.2.1 Filtrage $f - k$

Nous présentons ici les résultats du filtrage $f - k$ pour un jeu de données synthétiques (Figure 4.6), détaillé dans l'article reproduit à la Section 4.4. Cette technique, expliquée dans l'ouvrage de Sheriff et Geldart (1995), consiste à appliquer une transformée de Fourier à deux dimensions au jeu de données que l'on souhaite filtrer. Ainsi représentées dans le domaine "fréquence-nombre d'onde" (Figure 4.6 (b)), les arrivées ayant la même vitesse v_{app} apparaissent alignées le long d'une droite passant par l'origine (si la vitesse de phase égale la vitesse de groupe) et de pente $1/v_{app} = dk/df$ [s/m]. L'énergie relative aux réponses interfaciales, de vitesses très élevées, est condensée le long de l'axe (vertical) des nombres d'onde : il est possible d'extraire ces signaux en appliquant un filtre très étroit (*pie-slice filter*) autour de cet axe. Les figures 4.6 (c) et (d) présentent les données après filtrage,

respectivement en domaine $t - x$ et $f - k$.

Nous représentons également les étapes du filtrage $f - k$ pour le jeu de données acquises le long du Fier par Garambois et Dietrich (2001) (Figures 4.7). On peut distinguer sur la Figure 4.7 (b) de très fines “bandes” blanches à 50, 100, 150 et 200 Hz, correspondant aux multiples de la fréquence fondamentale qui ont été retirés par la soustraction par bloc, preuve que cette méthode équivaut à appliquer un *notch filter* très étroit autour des fréquences à supprimer. Pour ces mesures de terrain, les arrivées dont les vitesses sont inférieures à 2000 m/s ont été mises à zéro par le filtre (Figures 4.7 (d)).

Avant l’application de ce filtre $f - k$, nous avons d’abord soumis l’enregistrement à un filtre passe-haut de fréquence de coupure $f_c=40$ Hz permettant d’atténuer les composantes les plus basses fréquences des ondes de surface cosismiques, sans craindre de mutiler les réponses interfaciales, ni les ondes de volume cosismiques. Ces ondes de volume cosismiques voyageant à environ 1000 m/s sont d’ailleurs encore visibles sur la Figure 4.7 (a), qui présente les données en domaine $t - x$ après soustraction par bloc et application du filtre passe-haut. Chaque trace a été normalisée par sa moyenne RMS.

Pour une vue rapprochée des événements A, C et D discutés dans l’article de Garambois et Dietrich (2001), nous renvoyons le lecteur à l’article reproduit à la section 4.4. Pour les événements A et D extraits par filtrage $f - k$, nous avons représenté à la figure 4.8 la valeur absolue de l’amplitude moyenne calculée sur une fenêtre de 15 échantillons en fonction de l’offset. Les diagrammes de radiation correspondant à ces deux événements observés après filtrage passe-bande ont également été représentés à titre de comparaison. En effet, Garambois et Dietrich (2001) spécifient que pour le jeu de données présenté ici, les réponses interfaciales ont un contenu fréquentiel différent de celui des ondes cosismiques, ce qui leur a permis de les extraire de façon satisfaisante au moyen d’un filtre passe-bande de 160 Hz - 600 Hz. Après application du filtre 160 Hz - 600 Hz, l’évènement D, plus tardif que l’évènement A, présente des amplitudes plus faibles pour la quasi-totalité des offsets : il correspond à une conversion à un réflecteur plus profond. Cette différence d’amplitudes est moins marquée pour les données extraites par filtrage $f - k$. Les amplitudes récupérées par ce moyen sont plus faibles que celles obtenues après application du filtre passe-bande.

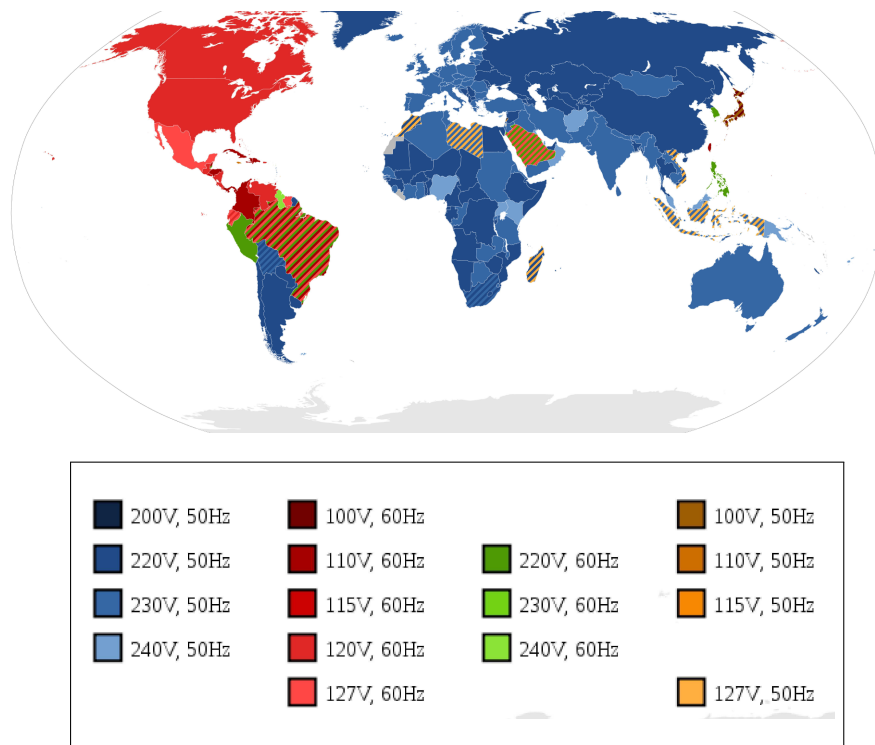


FIGURE 4.1 – Voltages et fréquences des réseaux électriques à travers le monde.

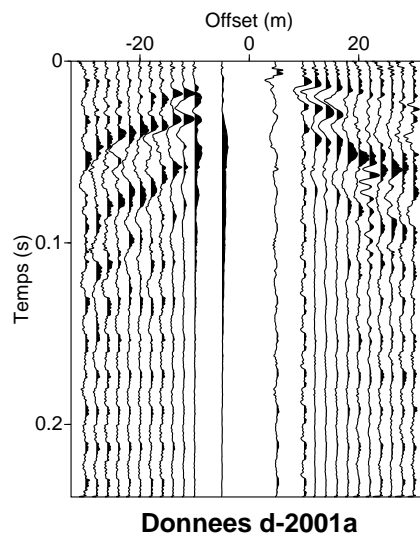


FIGURE 4.2 – Données brutes acquises près de la rivière du Fier par Garambois et Dietrich (2001) avant suppression du bruit harmonique lié aux lignes à haute tension.

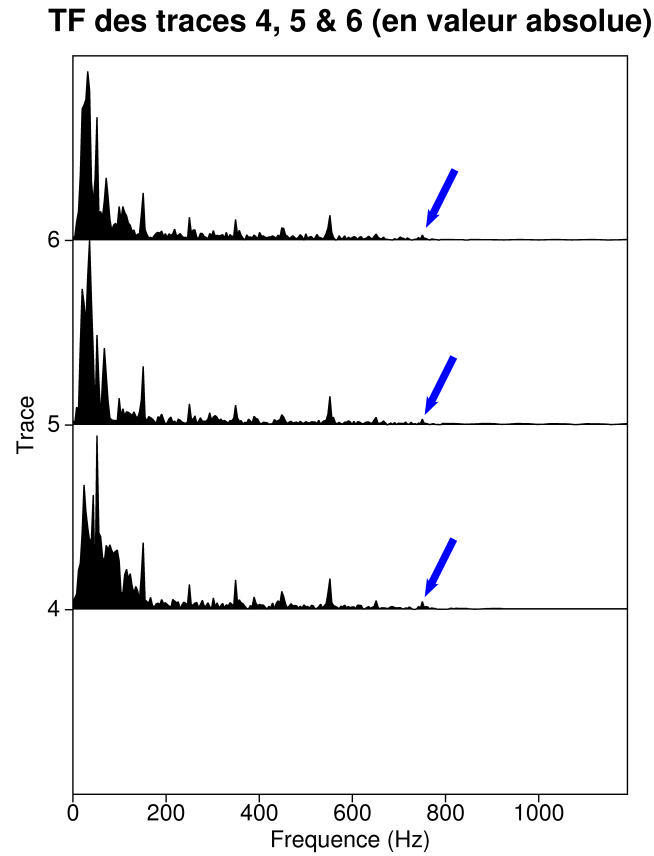
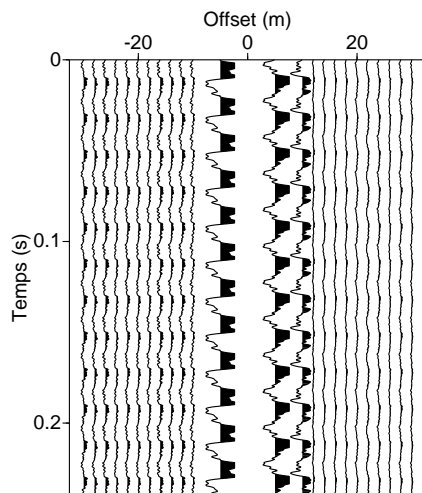
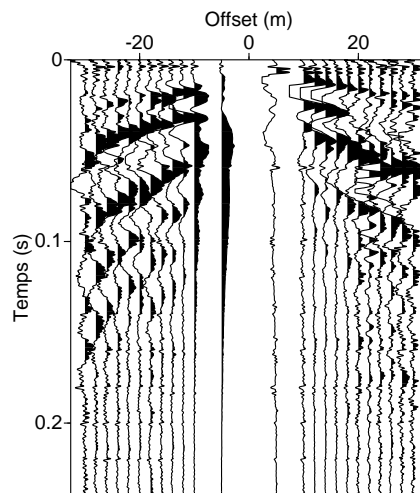


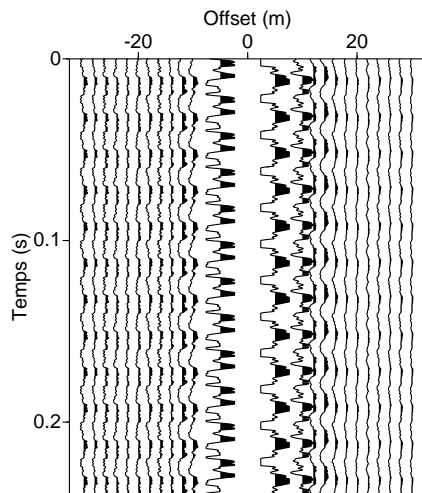
FIGURE 4.3 – Valeur absolue du module de la Transformée de Fourier des traces 4, 5 et 6 (à -24, -22 et -20m). Les traces représentées ici ont été normalisées par la moyenne RMS des données. L'amplitude de l'harmonique visible à 750 Hz est inférieure à 5% de l'amplitude maximale, atteinte à la fréquence fondamentale.



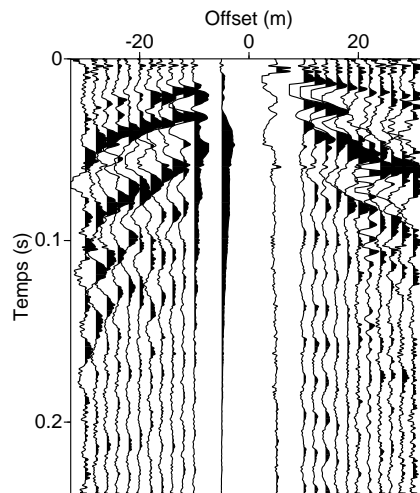
(a) Bruit estimé (soustraction par blocs)



(b) Données après soustraction par blocs



(c) Bruit estimé (soustr. sinusoidale)



(d) Données après soustr. sinusoidale

FIGURE 4.4 – *Bruit harmonique estimé et données filtrées en utilisant la méthode par bloc (a) et (b), et par soustraction sinusoïdale (c) et (d). Les traces des Figure (a) et (c) ont été normalisées par la moyenne RMS de l'électrogramme.*

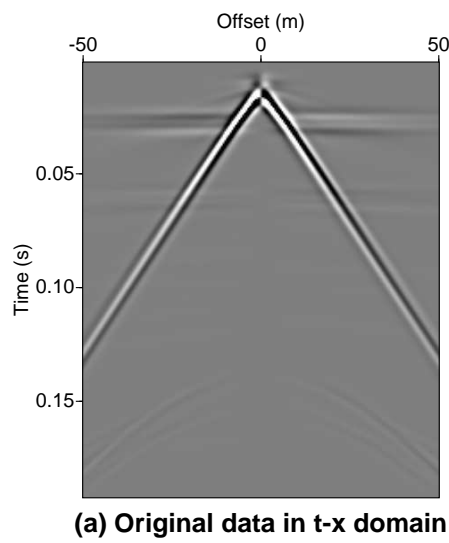


FIGURE 4.5 – *Électrogramme synthétique modélisé avec SKB : le champ électrique horizontal est représenté ici. Le modèle tabulaire et les paramètres utilisés pour modéliser ces données sont détaillés dans l'article reproduit à la Section 4.4.*

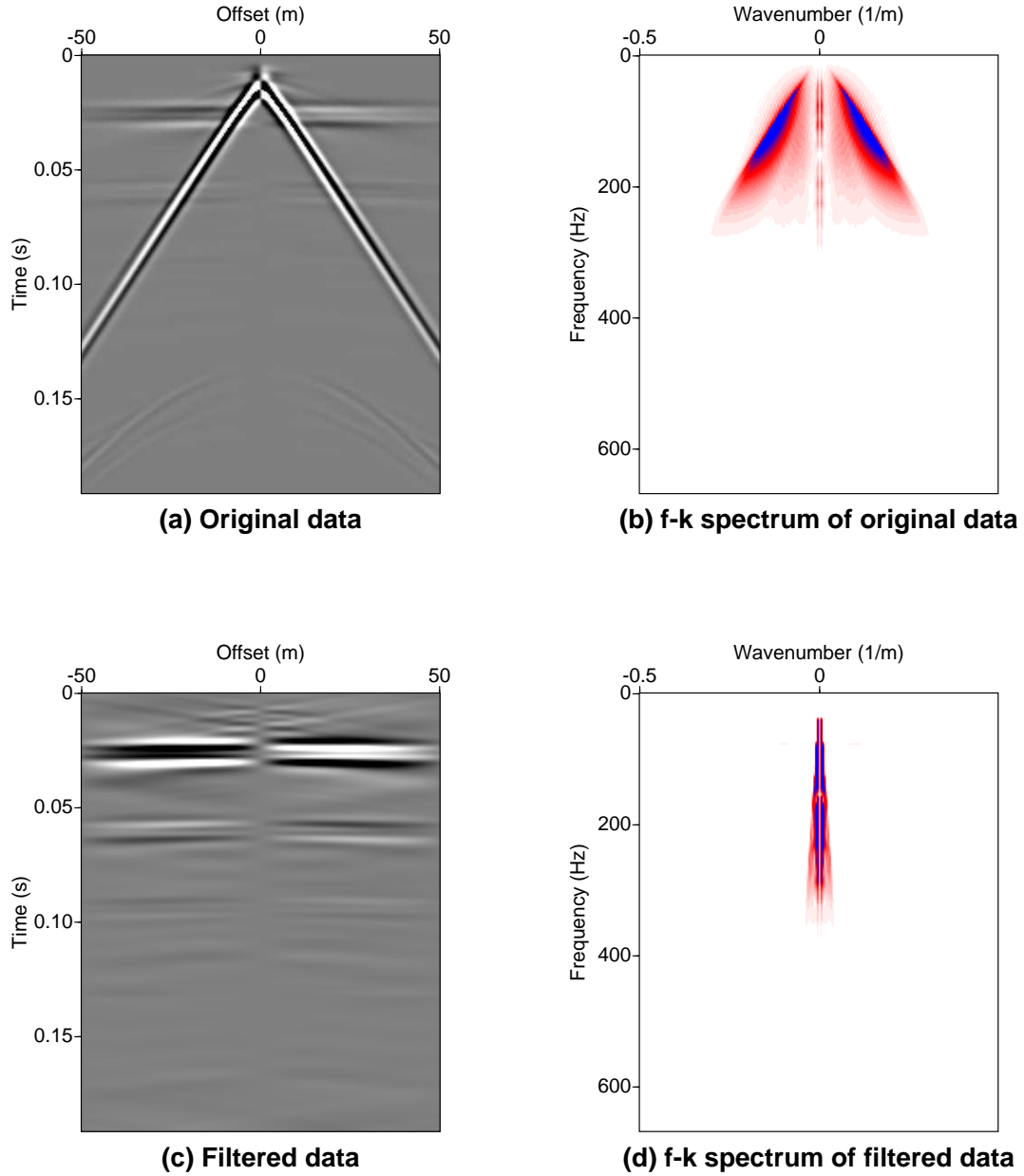


FIGURE 4.6 – Filtrage $f-k$ du jeu de données synthétiques décrit dans l'article de Warden et al. (2012), reproduit à la Section 4.4. Champ électrique horizontal (a) en domaine $t-x$ et (b) en domaine $f-k$. Les données après filtrage $f-k$ sont représentées en (c) en domaine temporel et (d) en domaine de Fourier.

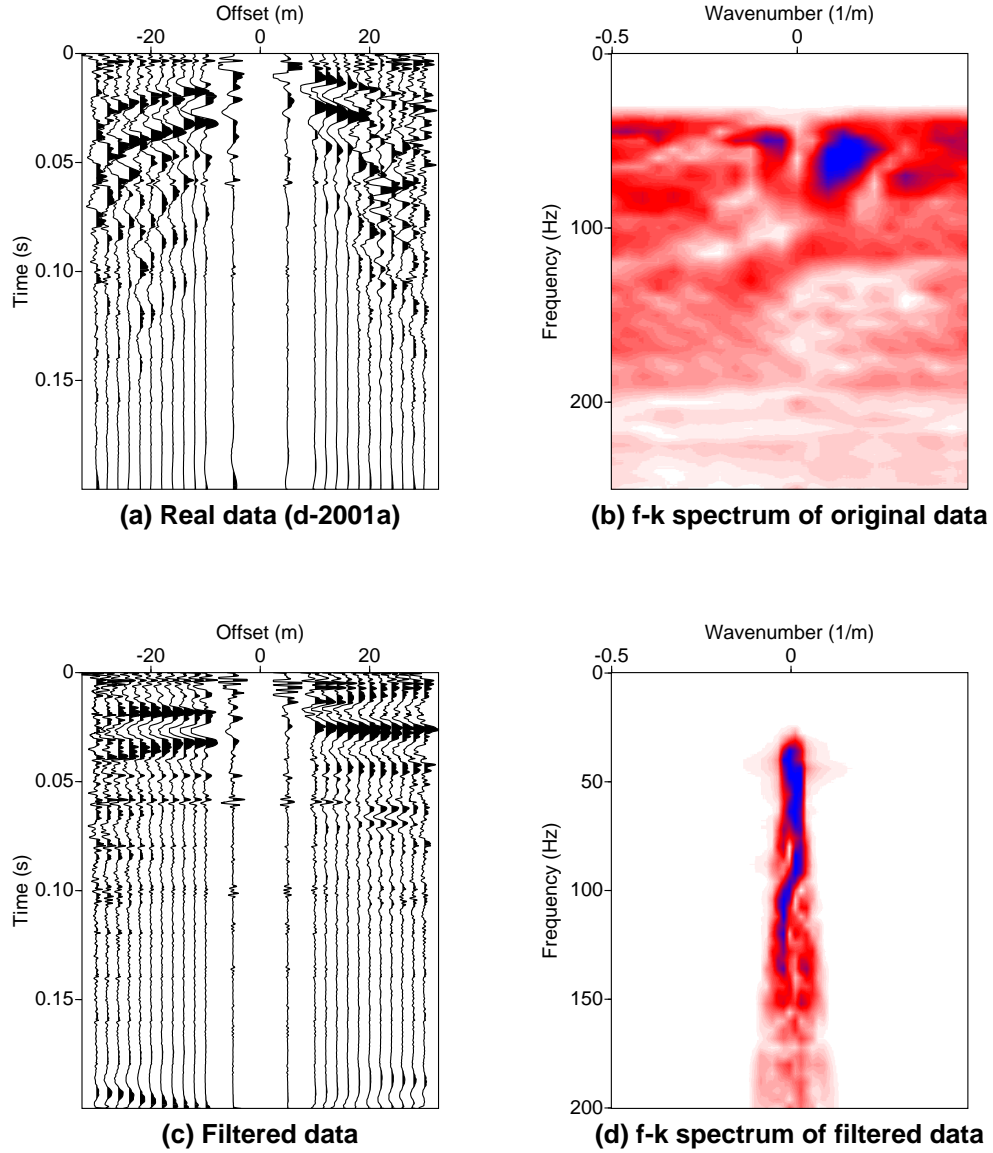


FIGURE 4.7 – Filtrage $f-k$ des données réelles décrites par Garambois et Dietrich (2001). Champ électrique horizontal après soustraction par bloc du bruit harmonique (a) en domaine $t-x$ et (b) en domaine $f-k$. Les données après filtrage (application d'un filtre passe-haut combinée à un filtrage $f-k$) sont représentées en (c) en domaine temporel et (d) en domaine de Fourier.

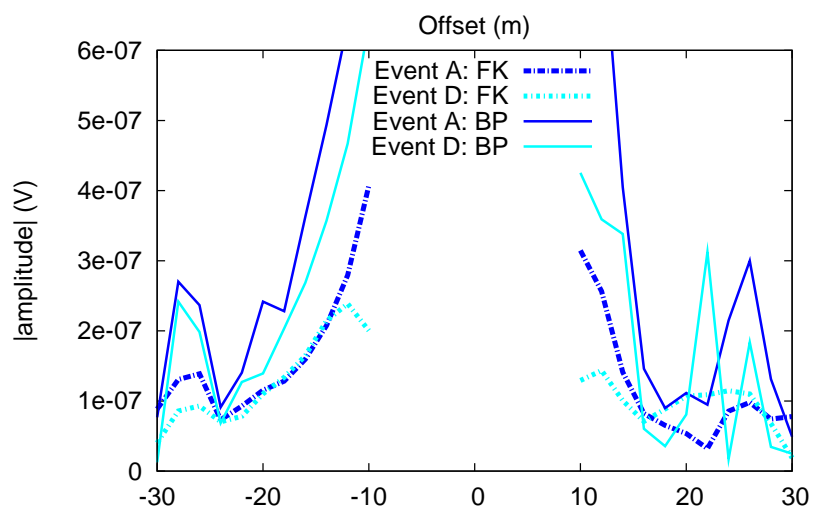


FIGURE 4.8 – Diagrammes de radiation des évènements A & D après filtrage f - k . Les diagrammes de radiation des évènement A & D après filtrage passe-bande (160 Hz-600 Hz) ont également été représentés à titre de comparaison.

4.2.2 Filtrage en domaine de Radon ou filtrage $\tau - p$

Introduction

Cette méthode consiste à transformer les données depuis le domaine temps-offset ($t-x$) vers le domaine de Radon, ou domaine $(\tau - p)$, où p est la lenteur apparente exprimée en [s/m], définie comme l'inverse de la vitesse RMS d'un événement et τ , exprimé en s , l'ordonnée à l'origine de la ligne de pente p (McMechan et Ottolini, 1980). Dans cette représentation, les différentes arrivées sismiques ou sismoélectriques peuvent être filtrées selon leur lenteur.

La transformée de Radon linéaire peut être calculée en sommant les données le long de trajectoires dont la courbe est décrite par la fonction $g(x)$:

$$\tau = t - pg(x) \quad (4.14)$$

Lorsque $g(x) = x$, on somme les échantillons le long de droites : on parle alors de Transformée de Radon Linéaire (*Linear Radon Transform* ou LRT) ou encore de *slant-stack*. Ce cas est schématisé à la Figure 4.9 : une droite dans le domaine $(t - x)$ est transformée en un point dans le domaine de Radon. Il serait également possible de sommer les échantillons le long de courbes paraboliques ou hyperboliques, mais après avoir testé ces possibilités sur des données sismoélectriques, Haines et al. (2007a) ont conclu que la LRT produisait la meilleure séparation “Type I / Type II”. Dans la suite de cette étude, nous nous limiterons donc à ce cas. Ainsi, en notant $u(t, x)$ les données, leur représentation dans le domaine de Radon $\tilde{u}(\tau, p)$ s'écrit :

$$\tilde{u}(\tau, p) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\tau + px, x) dx. \quad (4.15)$$

Slant-stack par phase-shift

Comme nous l'avons représenté dans la partie gauche de la Figure 4.9, une droite de pente p quelconque ne passe pas nécessairement par les points de coordonnées (t, x) pour lesquels on dispose d'échantillons : appliquée telle quelle, la formule 4.14 pose donc un problème d'interpolation. On peut contourner ce problème en utilisant la Transformée de Radon par *phase-shift* (Claerbout, 1986). Cette implémentation, illustrée à la figure 4.10, consiste à décaler verticalement les données en domaine $t - x$ d'un temps $\Delta t = px$ afin d'horizontaliser la droite de pente p . Il suffit ensuite d'additionner les différentes colonnes ainsi obtenues entre elles. En pratique, le *slant-stack* par *phase-shift* n'est pas appliqué en domaine temporel, mais en domaine fréquentiel, en multipliant les données par un facteur $e^{-i2\pi f \Delta t}$ après leur avoir appliqué une TF1D, comme le prévoit le théorème du décalage. Les données $\tilde{U}(f, p)$ peuvent donc être obtenues en sommant les données horizontalisées $U(f, x)e^{-i2\pi f \Delta t}$ selon x :

$$\tilde{U}(f, p) = \int_{-\infty}^{\infty} U(f, x) e^{-i2\pi f \Delta t} dx, \quad (4.16)$$

Appliquer une Transformée de Fourier inverse à chaque membre de l'Équation 4.16 permet finalement d'exprimer les données en domaine $\tau - p$. Le programme utilisé ici, tiré de la boîte à outils *SeismicLab*, met en œuvre une telle approche.

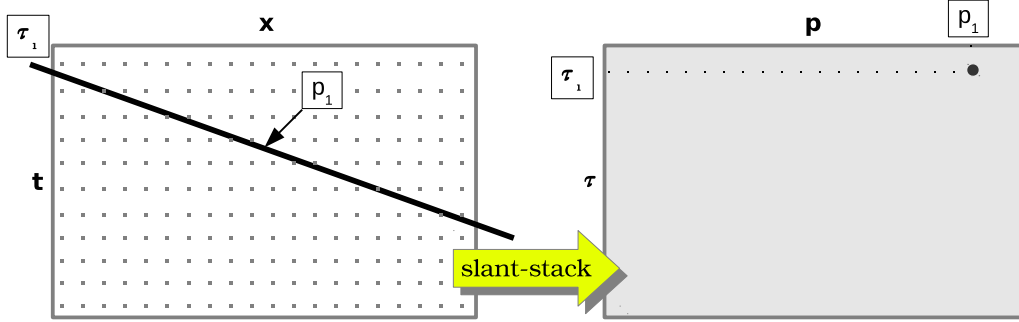


FIGURE 4.9 – Schéma du slant-stack.

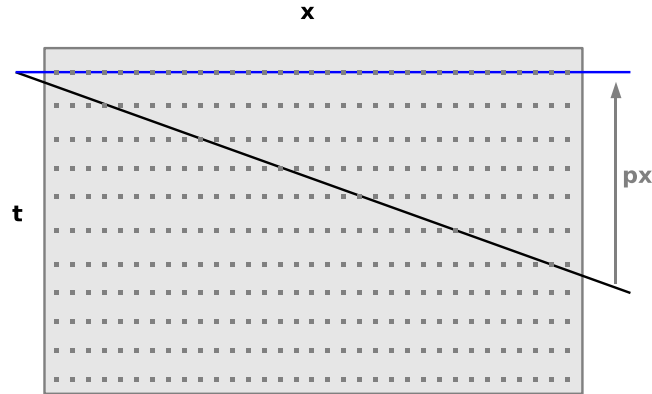


FIGURE 4.10 – Mise en œuvre du slant-stack par phase-shift, illustrée en domaine temporel.

Artefacts liés à la source ponctuelle modélisée par SKB

Nous présentons à la figure 4.11 les résultats du filtrage en domaine de Radon appliqué à un jeu de données synthétiques générées avec SKB : cette figure est détaillée dans l'article reproduit à la Section 4.4. Les données initiales (Figure 4.11 (a)) sont exprimées en domaine “lenteur-intercept” (Figure 4.11 (b)) En ne conservant que les traces associées à des lenteurs faibles (Figure 4.11 (d)), on peut mettre en évidence les événements de vitesse élevée comme la réponse interfaciale (Figure 4.11 (c)).

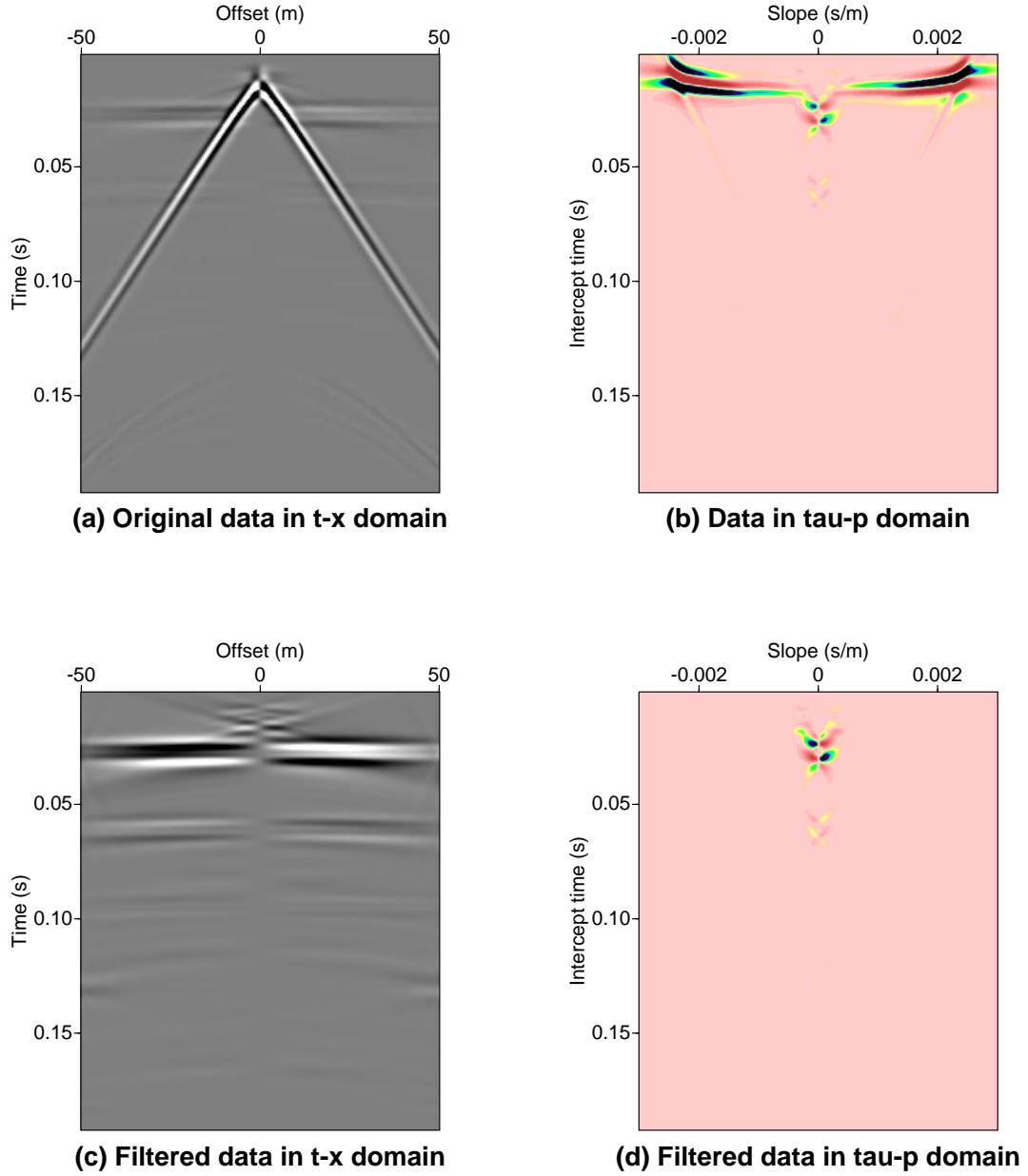


FIGURE 4.11 – Filtrage τ - p du jeu de données synthétiques décrit dans l'article de Warden et al. (2012), reproduit à la Section 4.4. Champ électrique horizontal (a) en domaine t - x et (b) en domaine τ - p . Les données après filtrage τ - p sont représentées en (c) en domaine temporel et (d) en domaine de Radon.

Les ondes de surface cosismiques voyagent à une vitesse voisine de 440 m/s dans la couche superficielle du milieu tabulaire modélisé : pour les offsets positifs, la droite correspondant à ces ondes est donc transformée en une tache centrée sur les coordonnées $p=0.0022$ s/m, l'inverse de la vitesse apparente, et $\tau=0.012$ s, l'ordonnée à l'origine de la droite. Cette tache semble s'étirer jusqu'à rejoindre une arrivée horizontale visible au même temps $\tau=0.012$ s. Nous nous attachons ici à montrer que cette arrivée plate n'a en fait rien à voir avec les ondes de surface, mais qu'elle correspond à la transformée de Radon de la source ponctuelle modélisée avec SKB.

En effet, considérons un point en domaine $t-x$, de coordonnées $x=X_0$ et $t=t_0$. Dans le cas de la LRT, on peut réécrire l'Équation 4.14 comme $\tau=t_0 - px_0$, ce qui correspond à une équation de droite. Dans le cas où le point est situé en $x=0$, ce qui est le cas de notre source ponctuelle centrée sur le profil, il est transformé en une droite horizontale d'équation $\tau=t_0$ en domaine de Radon. La Figure 4.12 illustre les transformées $\tau - p$ de deux "sources ponctuelles".

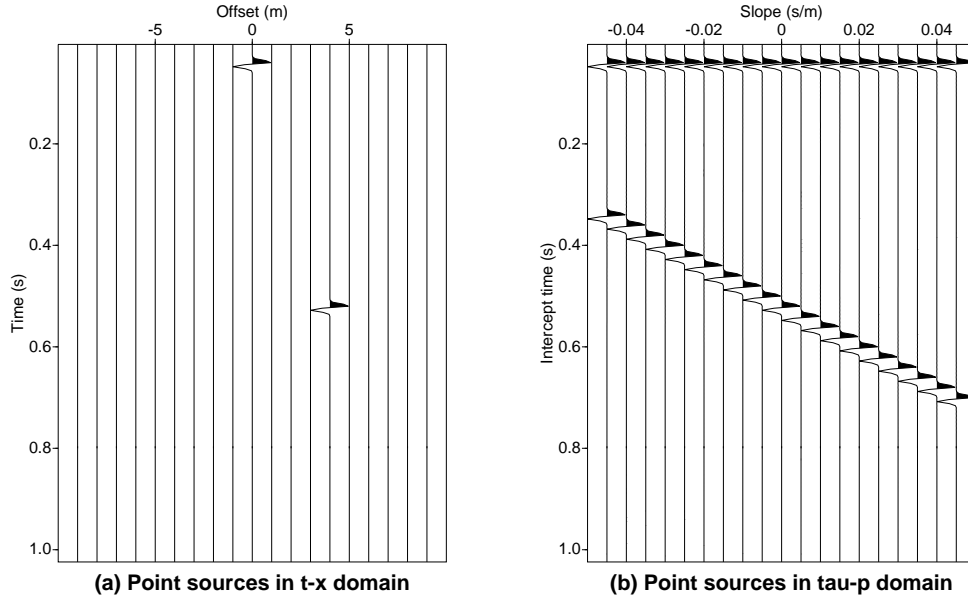


FIGURE 4.12 – *Slant stack de deux impulsions unitaires convoluées avec une forme d'onde gaussienne de fréquence maximale $f_{peak}=120$ Hz. La première, située en $(0 \text{ m}; 0.032 \text{ s})$, est transformée en la droite horizontale d'équation $\tau=0.032$. La seconde, en $(4 \text{ m}; 0.512 \text{ s})$, est transformée en la droite d'équation $\tau=0.512-4p$.*

Filtre ρ

Appliquer successivement un *slant-stack* puis un *slant-stack* inverse à des données ne permet pas de retrouver le jeu de données initial. Les amplitudes relatives des signaux ainsi obtenus sont préservées, mais pas leurs amplitudes absolues. Ce problème peut être résolu en introduisant un filtre ρ .

En prenant une convention de signe opposée à celle de Claerbout (1986), l'expression de $u(x, t)$ en fonction de sa TF2D $U(k, \omega)$ peut s'écrire :

$$u(x, t) = \int e^{i\omega t} \left[\int e^{ikx} U(k, \omega) dk \right] d\omega \quad (4.17)$$

Remplaçons k par ωp . Alors $dk = \omega dp$. Quand ω est négative, l'intégrale sur p va du plus vers le moins, aussi convient-il de prendre la valeur absolue $|\omega|$ de la pulsation pour conserver l'intégration dans le sens conventionnel. On a alors :

$$u(x, t) = \int e^{i\omega t} \left[\int e^{i\omega p x} U(\omega p, \omega) |\omega| dp \right] d\omega \quad (4.18)$$

Or $\int e^{i\omega t} [U(\omega p, \omega) e^{i\omega p x}] d\omega = \tilde{u}(p, t - px)$. Ce terme est multiplié sous l'intégrale par $|\omega|$, que l'on désigne sous le nom de filtre ρ . Comme $|\omega|$ est indépendant de la lenteur, on peut le sortir de l'intégrale sur p . Une multiplication en domaine fréquentiel correspondant à une convolution en temps, on peut écrire :

$$u(x, t) = \rho(t) * \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u}(p, t - px) dp \quad (4.19)$$

où $*$ dénote l'opérateur de convolution temporelle. Retrouver l'expression de ρ en temps peut se faire en considérant la TF de $-\frac{1}{t}$, qui vaut $-isgn(\omega)$.

Or $|\omega| = (i\omega) \cdot (-isgn(\omega))$, ce qui revient à prendre la Transformée de Hilbert de la dérivée temporelle.

Nous avons convolué cette expression du filtre ρ avec la sortie de la transformée de radon inverse appliquée aux données filtrées. Les résultats sur la distribution d'amplitude de la réponse interfaciale modélisée avec SKB sont présentés à la Figure 4.13. L'utilisation d'un filtre ρ permet donc de préserver la distribution d'amplitudes de la réponse interfaciale après filtrage en domaine de Radon.

Application à un jeu de données acquises en milieu sédimentaire

Pour les événements A et D extraits par filtrage $\tau - p$, nous représentons à la figure 4.14 la valeur absolue de l'amplitude moyenne calculée sur une fenêtre de 15 échantillons en fonction de l'offset. Nous rappelons également à cette figure les diagrammes de radiation obtenues après filtrage passe-bande pour ces deux événements. Le contraste d'amplitude entre A et D est plus marqué que pour le filtrage $f - k$. On peut noter une brusque

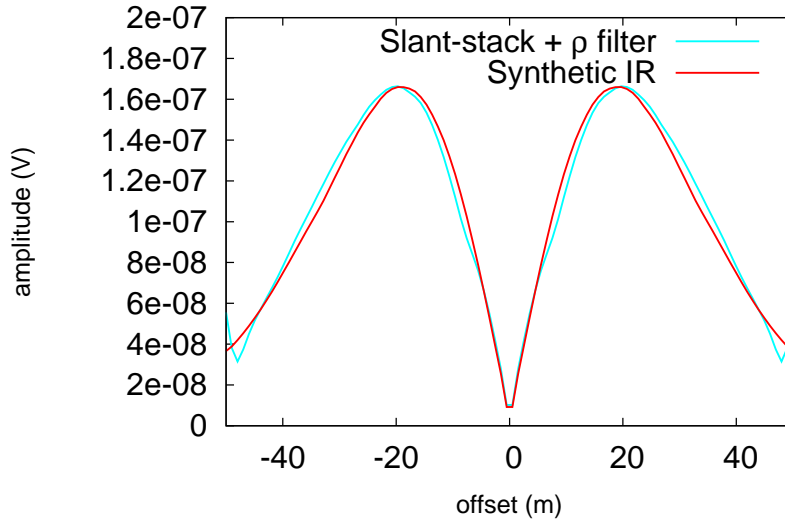


FIGURE 4.13 – Réponse interfaciale récupérée au moyen d’un filtrage en domaine $\tau-p$ avec application d’un filtre ρ . Le diagramme de radiation théorique de la réponse interfaciale a été représenté pour comparaison (courbe rouge). Dans ce cas, il n’est pas nécessaire de multiplier la distribution d’amplitudes en sortie du filtre par un facteur arbitraire.

décroissance des amplitudes obtenues par filtrage $\tau-p$ entre -12 m et -10 m, et entre 10 m et 12 m. Ceci est un artefact lié au fait que nous ne considérons pas les traces à ± 5 m, mais que nous leur substituons un jeu de traces nulles régulièrement espacées entre -8 m et 8 m. Les filtres passe-bande et $f-k$ ne requérant pas d’espacement régulier des traces, nous avons pu conserver les traces centrales et éviter de biaiser les amplitudes.

Influence du nombre de traces sur le filtrage en domaine de Radon

Nous étudions l’influence du nombre de traces sur le filtrage des données sismo-électromagnétiques en domaine de Radon. Pour cela, nous modélisons la réponse d’un milieu tabulaire à deux couches pour un dispositif d’acquisition comportant 200 récepteurs espacés régulièrement entre $x=1$ m et $x=51$ m, soit un récepteur tous les 25 cm. Nous décomposons le nombre de traces de l’électrogramme synthétique ainsi obtenu, en ne conservant à chaque étape qu’une trace sur deux, générant ainsi des électrogrammes synthétiques comportant 200, 100, 50 et 25 traces.

Réduire l’espacement entre les récepteurs permet d’obtenir de meilleurs résultats pour la transformée $\tau-p$ des données électriques et pour leur filtrage en domaine de Radon. Ceci semble particulièrement vrai lorsqu’on réduit l’espacement entre les récepteurs de 2 m à 1 m. En revanche, réduire l’intertrace en deçà de 50 cm ne semble pas améliorer les

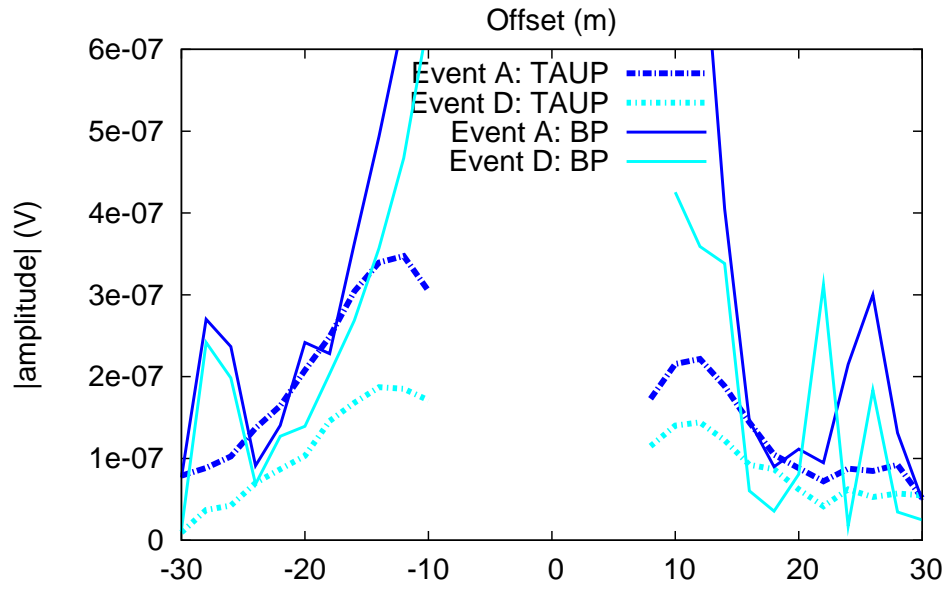


FIGURE 4.14 – Diagrammes de radiation des évènements A & D après filtrage $\tau - p$. Les diagrammes de radiation des évènements A & D après filtrage passe-bande (160 Hz - 600 Hz) ont également été représentés à titre de comparaison.

résultats de façon significative. Sur le terrain, on peut donc recommander d'utiliser un intertrace compris de 50 cm et 1 m.

4.3 La transformée en *curvelets* et ses applications au traitement des données sismoélectriques

4.3.1 Pourquoi une nouvelle méthode de filtrage ?

Les méthodes de filtrage $f - k$ et $\tau - p$ ont déjà été appliquées à la séparation entre les réponses interfaciales et les signaux cosismiques par Strahser (2006) et Haines et al. (2007a), sur des données synthétiques et réelles. Toutes deux sont relativement aisées à mettre en œuvre et parviennent à supprimer la majeure partie du signal cosismique. Cependant, elles présentent certains inconvénients. D'une part, comme elles sont basées exclusivement sur la pente des arrivées sismiques, elles préservent les portions indésirables du signal cosismique qui exhibent une vitesse apparente infinie, comme par exemple les sommets des hyperboles de réflexion. D'autre part, Haines et al. (2007a) notent qu'elles peuvent distordre les amplitudes des signaux, dont l'importance a été rappelée en introduction du présent chapitre. Notre article *Curvelet-based seismoelectric data processing*, reproduit plus loin à la section 4.4, quantifie la détérioration de l'amplitude des réponses interfaciales récupérées après application de ces méthodes.

Les filtres à prédiction d'erreur (PEF) mis en œuvre par Haines et al. (2007a) donnent de meilleurs résultats car ils s'appuient non seulement sur les lenteurs quasi nulles des réponses interfaciales à extraire, mais tirent également parti de leur distributions d'amplitudes dipolaires caractéristiques. Ces filtres consistent à modéliser séparément le signal cosismique et la réponse interfaciale, et à utiliser ces prédictions dans un schéma d'inversion itératif permettant de séparer les données totales en signal et bruit estimés. Pour modéliser les signaux cosismiques utilisés dans ce schéma d'inversion, Haines et al. (2007a) proposent d'utiliser les résidus du filtrage $f - k$ ou $\tau - p$ ou encore les signaux sismiques acquis simultanément aux mesures sismoélectriques.

La technique de filtrage par *curvelets* développée dans le cadre de cette thèse cherche à combiner les avantages de ces deux familles de techniques. En effet, elle propose d'utiliser les mesures sismiques pour en "prédire" la composante cosismique des signaux sismoélectriques associés. En d'autres termes, pour chaque échantillon des données sismoélectriques, on vérifie si l'amplitude de l'échantillon sismique associé excède un certain seuil : si c'est le cas, on suppose que le signal sismoélectrique correspondant est cosismique et on le met à zéro. Ce seuil est modulé par une autre fonction, promouvant les événements de lenteur quasi nulle, comme le ferait un filtre $f - k$ classique.

Si elle était appliquée en domaine $t - x$, cette approche résulterait en la mutilation de larges portions du signal interfacial, précisément aux endroits où celui-ci est superposé aux arrivées cosismiques. C'est pourquoi nous la mettons en œuvre dans l'espace des *curvelets*, qui permettent un partitionnement multi-fréquentiel et multi-directionnel de l'espace $f - k$.

4.3.2 Les limites de l'analyse par ondelettes 1D

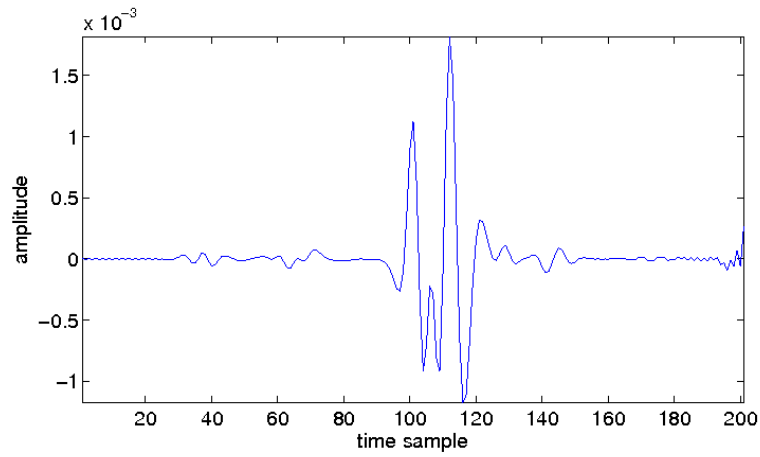
Si nous avons rapidement fait appel à des méthodes d'analyse multirésolution pour tenter de résoudre notre problème de séparation d'ondes, nous n'avons pas immédiatement songé à employer des *curvelets*. Rappelons que ces méthodes consistent à analyser le signal en ajustant la taille de la fenêtre d'analyse, c'est-à-dire la résolution, à la taille de l'objet à étudier (Torrésani et Meyer, 1995). L'analyse par ondelettes constitue un exemple d'analyse multirésolution : à une fonction $\Psi(x)$ bien localisée dans le plan temps-fréquence, les plus souvent oscillante et de moyenne nulle, on associe une *famille* d'ondelettes $\Psi_{(b,a)}(x)$ qui sont autant de versions translatées (d'un retard b) et dilatées (d'un facteur d'échelle a) de cette ondelette mère $\Psi(x)$:

$$\Psi_{(b,a)}(x) = \frac{1}{a} \Psi\left(\frac{x-b}{a}\right) \quad (4.20)$$

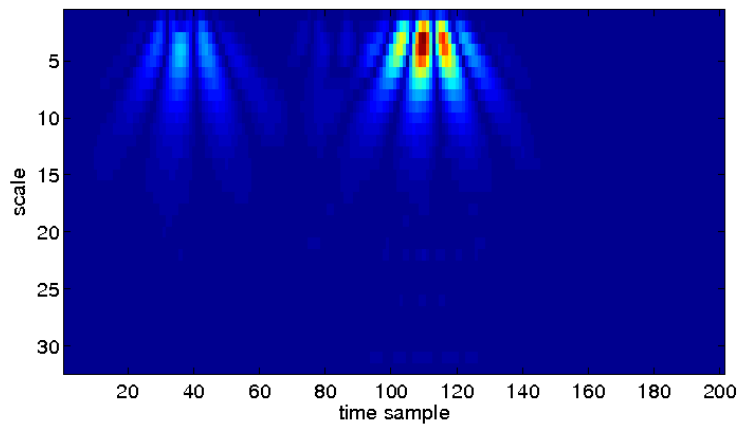
Quand $a > 1$, $\Psi_{(b,a)}(x)$ est dilatée par rapport à l'ondelette mère et quand $a < 1$, elle apparaît contractée : il faut noter que seule sa taille est variable, mais que sa forme ne change pas. En faisant glisser la fenêtre d'analyse le long du signal à étudier, et en observant pour quels paramètres a et b la corrélation entre $\Psi_{(b,a)}(x)$ et le signal étudié est maximale, on peut représenter ce signal dans le plan temps-fréquence.

Nous analysons les jeux de données sismiques et sismoélectriques synthétiques modélisés avec SKB trace par trace au moyen d'une Transformée en Ondelettes Continues 1D (TO1D). Nos résultats pour la trace à l'offset $x = -30$ m sont présentés à la Figure 4.15 pour l'accélération sismique horizontale et à la Figure 4.16 pour le champ électrique horizontal. À cet offset, les ondes cosismiques et la réponse interfaciale sont bien distinctes (Figure 4.16) : la réponse interfaciale est visible sur la trace électrique autour de l'échantillon 40 (*i.e.* 30 ms). Le cas modélisé ici est très favorable puisque la réponse interfaciale est artificiellement amplifiée pour que son amplitude représente un dixième de l'amplitude cosismique la plus élevée.

Comme les signaux de type I et II présentent des contenus fréquentiels proches, du moins en ce qui concerne les données modélisées avec SKB, ils apparaissent aux mêmes échelles en domaine temps-échelle, ce qui rend leur identification difficile. De plus, analyser un jeu de données 2D au moyen d'une transformée 1D revient à se priver des informations fournies par la géométrie des fronts d'onde. Or nous avons vu dans la section 4.2 que la pente quasi-nulle des réponses interfaciales est un bon critère pour les identifier.

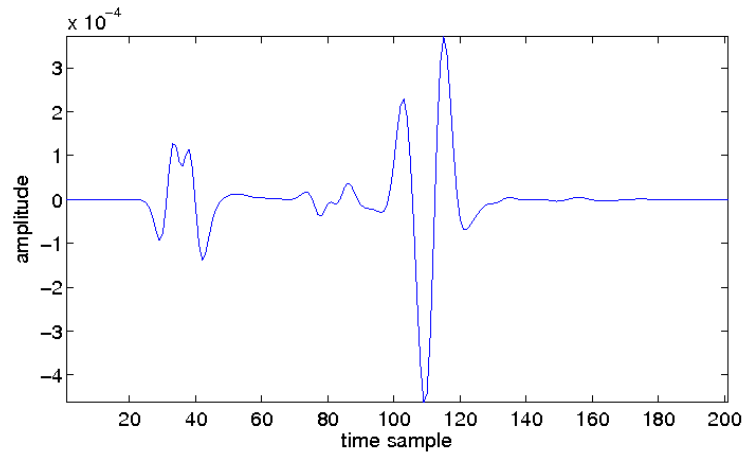


(a) Trace 40 : \ddot{u}_x

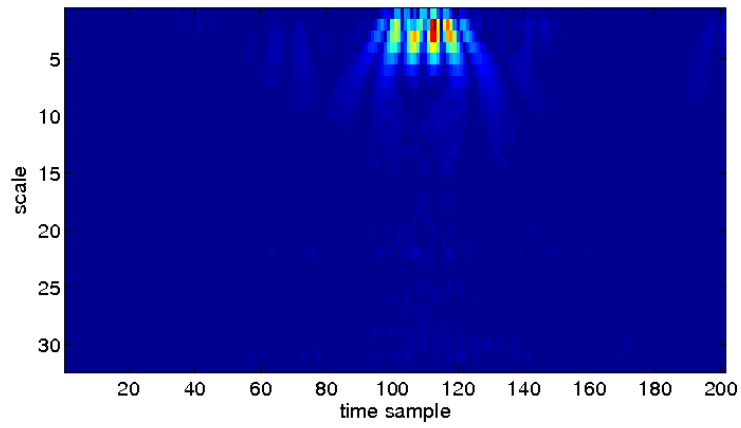


(b) Trace 40 : \ddot{u}_x (CWT)

FIGURE 4.15 – Trace n°40 (offset $x = -30$) d'un accélérogramme modélisé avec SKB (a) sa transformée en ondelette continues à 1D (b). On utilise ici un “chapeau mexicain”, c'est-à-dire un Ricker, comme ondelette mère.



(a) Trace 40 : E_x

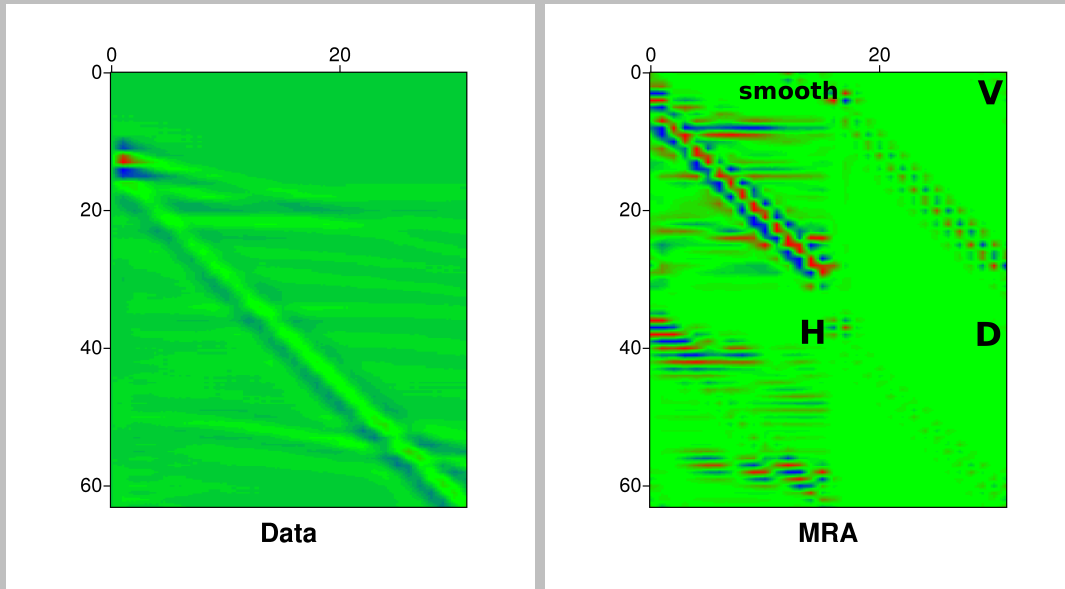


(b) Trace 40 : E_x (CWT)

FIGURE 4.16 – Trace n°40 (offset $x = -30$) d'un électrogramme modélisé avec *SKB* (a) sa transformée en ondelette continues à 1D (b). On utilise ici un “chapeau mexicain”, c'est-à-dire un *ricker*, comme ondelette mère.

Encart 4.3.2 : La transformée en ondelettes discrète 2D.

Dans notre recherche d'outils d'analyse multirésolution multidirectionnels, nous nous sommes intéressés à la Transformée en Ondelettes Discrète 2D (TOD2D) dont le logiciel *Seismic Unix* propose une implémentation avec la commande *mrafxzwt*. Cet outil consiste à appliquer une matrice ou *filtre* de coefficients d'ondelettes aux données, dont on a arbitrairement choisi le nombre d'éléments comme une puissance de deux. Ce filtre décompose les données initiales en quatre sous-matrices de tailles égales : une matrice *smooth* et trois matrices directionnelles (horizontale, verticale et diagonale). On applique généralement ce filtre de façon hiérarchique (Press, 1992), c'est-à-dire qu'après l'avoir appliqué à l'ensemble des données, on l'applique à nouveau à la sous-matrice *smooth*, et ainsi de suite... On parle d'algorithme pyramidal.



Cet outil est surtout utilisé en compression des données : dans ce cas, on met à zéro les coefficients des matrices directionnelles et on reconstruit les données en utilisant la seule matrice *smooth*. Mais on peut envisager de s'en servir comme outil de filtrage : en mettant à zéro les composantes diagonales et verticales avant de reconstruire les données, on peut espérer magnifier la réponse interfaciale, dont on sait qu'elle apparaît presque horizontale sur les enregistrements. Hélas, cette approche est limitée du fait de sa faible sélectivité directionnelle (Ma et Plonka, 2010), ce qui nous a amené à nous intéresser à d'autres ondelettes 2D, parmi lesquelles les *ridgelets* et les *curvelets*.

4.3.3 Les curvelets

Nous avons vu à la section précédente que si les ondelettes 1D permettent de représenter des singularités d'ordre zéro, c'est-à-dire des singularités ponctuelles, elles ne peuvent localiser des singularités le long de lignes. La compression, l'extraction de structures ou le débruitage basés sur les ondelettes 1D sont donc computationnellement inefficaces lorsque ces outils sont appliqués à des singularités linéaires et surfaciques (Ma et Plonka, 2010). Bien qu'elles constituent un outil puissant de traitement du signal, les ondelettes discrètes 2D (DWT) n'ont qu'une faible directionnalité (cf. Encadré 4.3.2).

Pour y remédier, de nouvelles ondelettes directionnelles ont été imaginées, parmi lesquels les curvelets. Les curvelets sont des ondes planes localisées, oscillant dans une direction et variant lentement dans la direction transverse (Figure 4.17) (Herrmann et al., 2008a). Elles ont une structure anisotrope “en aiguille” (Herrmann et al., 2008a). Leur longueur augmente avec le carré de leur largeur : on parle d'échelle *parabolique*. Ainsi, à l'échelle 2^{-j} , chaque élément a une enveloppe de longueur $2^{-j/2}$ et de largeur 2^{-j} (Figure 4.18 (a)) : ainsi, plus l'échelle est élevée, plus le support de la curvelet en domaine spatial est étroit. En domaine fréquentiel, les curvelets sont supportées par une “*wedge*” de largeur proportionnelle à $2^{|j|/2}$ et de longueur proportionnelle à $2^{|j|}$ (Figure 4.18 (b)). Le nombre de “*wedges*” double toutes les deux échelles (Figure 4.18 (b)) : on parle de pavage dyadique. Candès et Donoho (2004) montrent que les ondelettes permettent de représenter de façon presque optimale des fonctions ayant une régularité géométrique d'ordre C^2 , c'est à dire deux fois continuellement dérivables, au sens où elles permettent de les décrire avec un minimum de coefficients. Elles sont donc particulièrement adaptées à la détection de fronts d'onde et donc au traitement des données sismiques (Herrmann et al., 2008a; Chauris et Nguyen, 2008) (Figures 4.19 (a) à (c)).

Les curvelets peuvent être mises à profit pour débruiter des enregistrements sismiques (Figure 4.20) (Ma et Plonka, 2010). Chauris et Nguyen (2008) proposent un schéma de migration/démigration en domaine des curvelets. Quant à Herrmann et al. (2008b), ils mettent au point un schéma adaptatif de suppression des réflexions multiples et primaires en domaine des curvelets. Enfin, Neelamani et al. (2008) utilisent une curvelet 3D pour atténuer le bruit aléatoire et cohérent dans un cube de données sismiques 3D acquises dans un environnement carbonaté.

Bien que les applications non-géophysiques des curvelets sortent du cadre de cette thèse, rappelons que celles-ci sont utilisées en mécanique des fluides (Figure 4.21), en acquisition comprimée (*compressed sensing*) et qu'elles peuvent être utilisées pour résoudre des équations aux dérivées partielles.

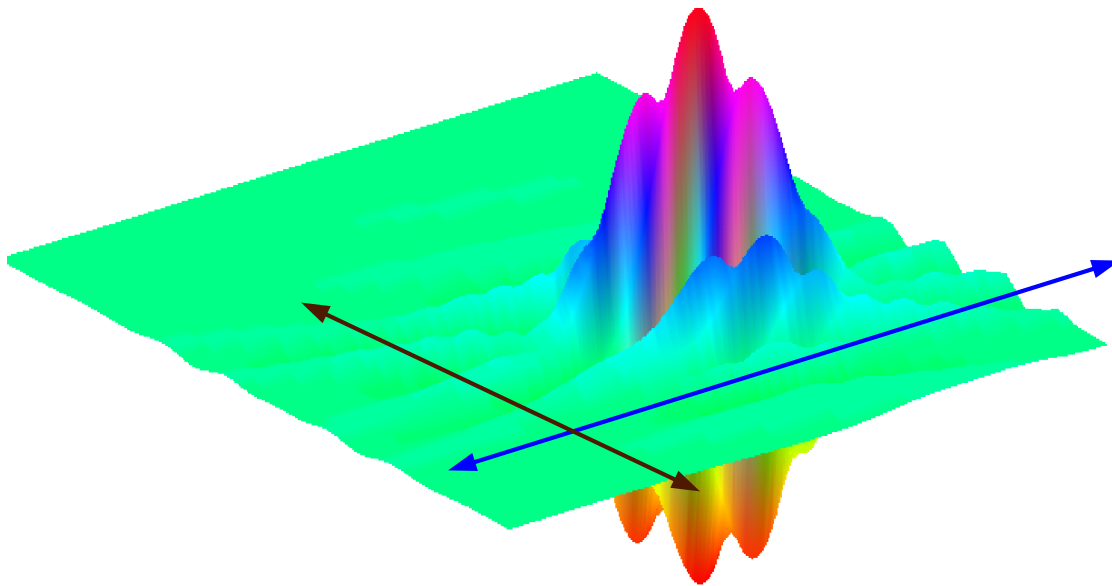


FIGURE 4.17 – Représentation d'une curvelet : celle-ci oscille dans une direction (flèche noire), mais varie doucement dans la direction perpendiculaire (flèche bleue).

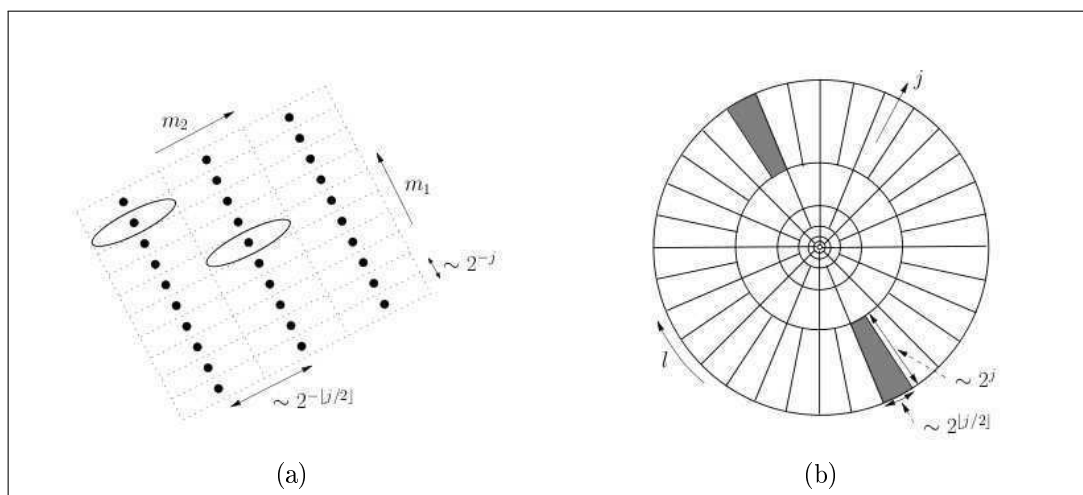


FIGURE 4.18 – Pavage des curvelets continues : (a) en domaine spatial (b) en domaine fréquentiel. D'après Douma et de Hoop (2005).

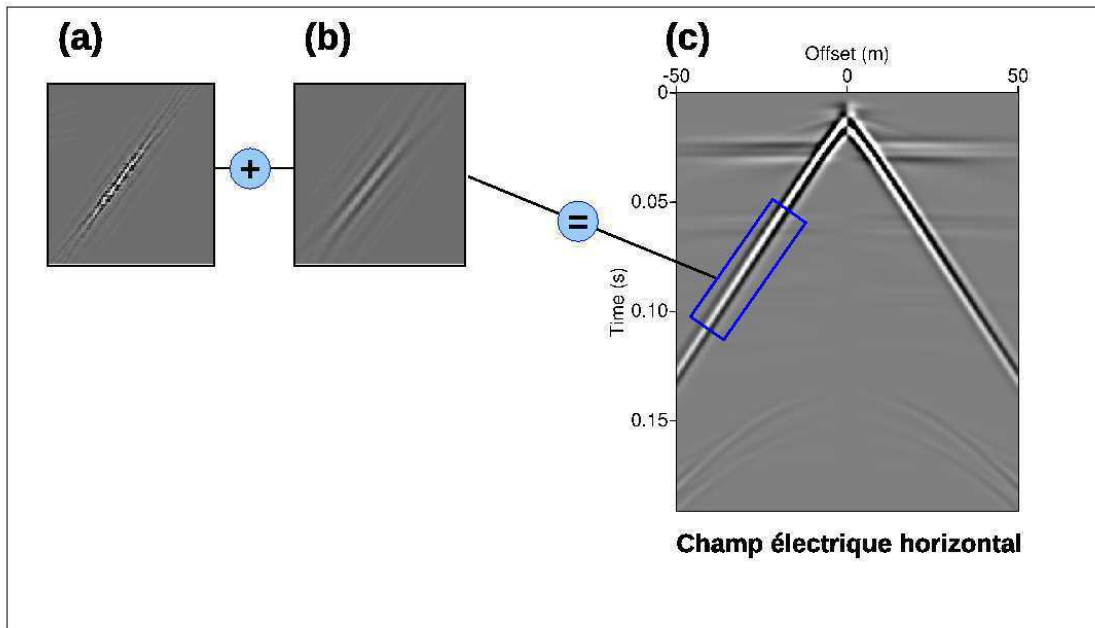


FIGURE 4.19 – Un front d’onde sismique ou sismoélectrique peut être vu comme la combinaison linéaire de plusieurs curvelets élémentaires. (a) et (b) représentent deux curvelets de même orientation mais d’échelles différentes, qui permettent de décrire le front d’onde cosismique en (c).

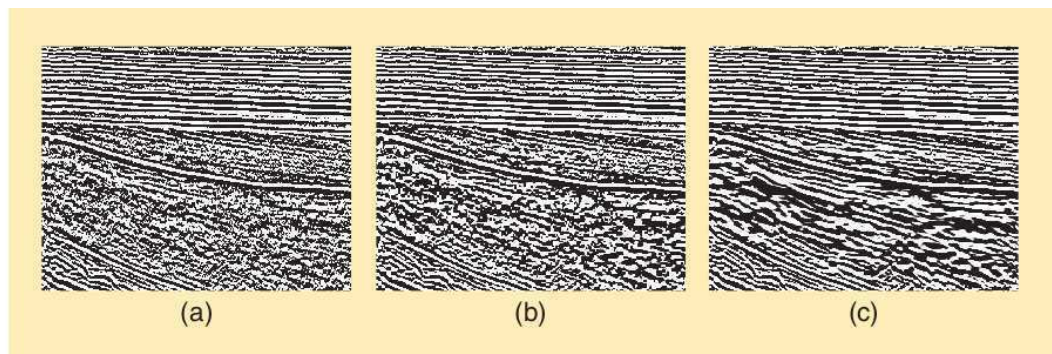


FIGURE 4.20 – Débruitage de données sismiques : (a) Données initiales. (b) Données après débruitage par ondelettes et (c) par curvelets. D’après Ma et Plonka (2010).

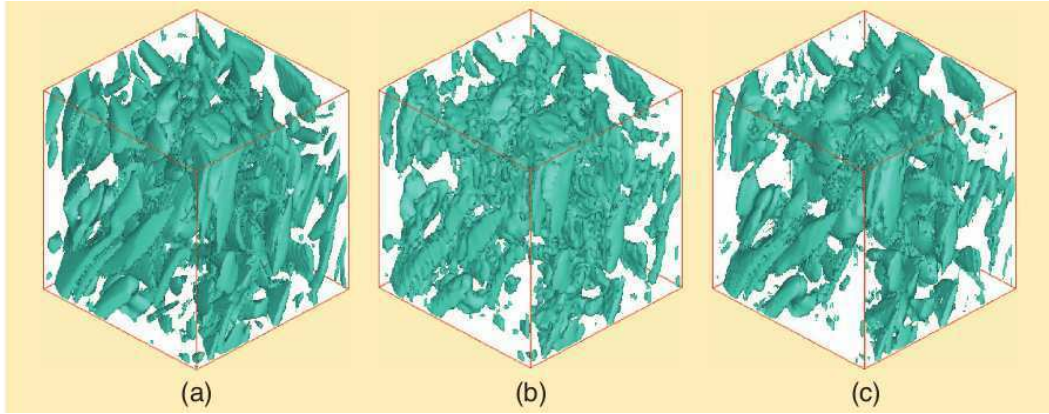


FIGURE 4.21 – *Extraction des composantes cohérentes d’écoulements turbulents. (a) Écoulement original. Composantes cohérentes obtenues par (b) ondelettes et (c) curvelets. D’après Ma et Plonka (2010).*

4.3.4 La Transformée en Curvelets Rapide Discrète

Nous venons de voir que les curvelets continus permettent une partition polaire de l’espace des fréquences (Figure 4.18 (b)). En pratique, on lui préfère un découpage en couronnes cartésiennes, dit *pseudo-polaire*. Les “*wedges*” de la Figure 4.22 sont remplacées par des trapèzes sur la Figure 4.22.

Nous travaillons avec la Transformée en Curvelets Rapide Discrète (FDCT), implémentée à 2D et à 3D dans la boîte à outils *CurveLab* développée par Candès et al. (2006). Nous nous appuyons sur les programmes Matlab de la version 2.1.2. de Curvelab, qui propose également une collection de programmes en C++. Quel que soit le langage choisi, deux implémentations de la FDCT sont proposées, qui diffèrent principalement de par leur échantillonnage spatial (la version USFFT, ou *Unequipped Fast Fourier Transform*, et la version *wrapping*).

À titre d’exemple, nous avons utilisé CurveLab pour représenter trois curvelets (notées α , β et γ) en domaine spatial et en domaine de Fourier (Figure 4.23). α et β ont la même échelle mais exhibent des pendages différents, tandis que β et γ partagent la même orientation mais ont des échelles différentes. En domaine fréquentiel, ceci se traduit par le fait que α et β sont représentées dans la même couronne. En revanche, les tuiles trapézoïdales qui leur servent de support sont orientées différemment. α étant pratiquement horizontal en domaine spatial, sa tuile est orientée verticalement en domaine de Fourier. Les tuiles correspondant à β et γ ont la même orientation, mais ces deux curvelets sont représentées sur des couronnes concentriques différentes. β ayant un contenu fréquentiel plus élevé que γ , elle figure sur une couronne plus extérieure que celle-ci.

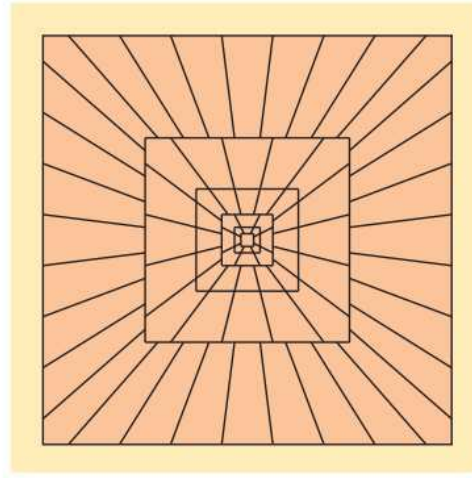


FIGURE 4.22 – Pavage pseudo-polaire de l'espace des fréquences utilisé par la Transformée en Curvelets Rapide Discrète. D'après Ma et Plonka (2010).

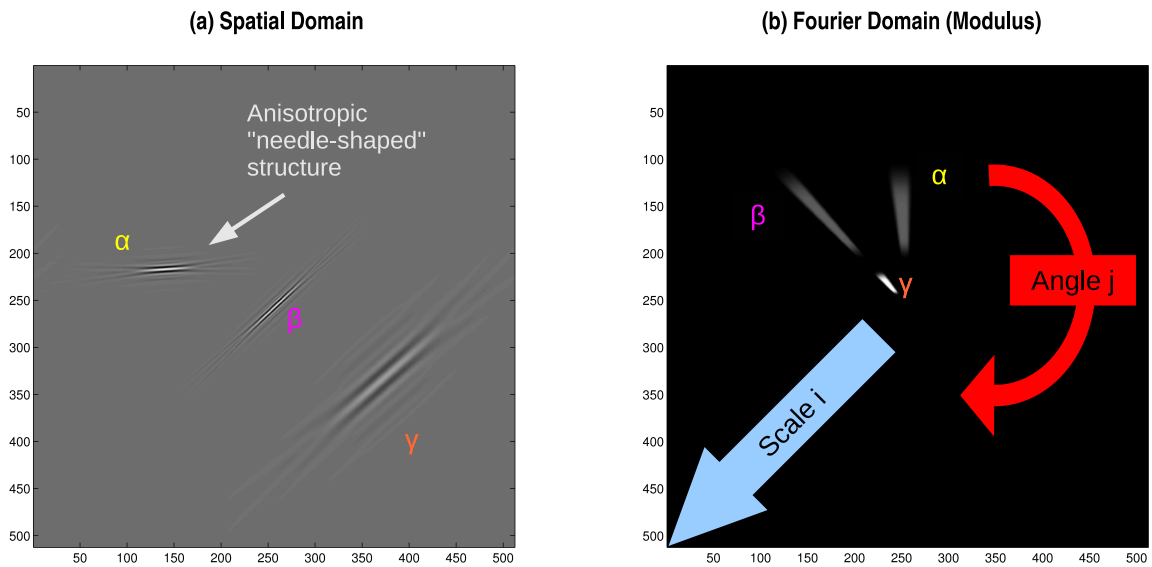


FIGURE 4.23 – Exemples de curvelets représentées (a) en domaine spatial et (b) fréquentiel. D'après Warden et al. (2012). Anisotropic needle-shaped structure : structure anisotrope en “aiguille”. Scale : Échelle.

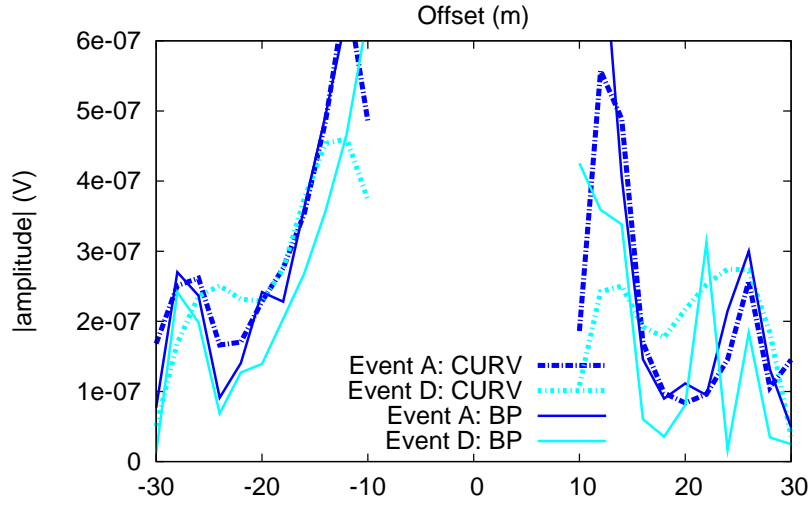


FIGURE 4.24 – Diagrammes de radiation des événements A & D après filtrage en domaine des curvelets.

4.3.5 Séparation cosismique/réponse interfaciale en domaine des curvelets

Nous représentons à la figure 4.24 la valeur absolue de l'amplitude moyenne des événements A et D extraits par filtrage en domaine des curvelets en fonction de l'offset : comme précédemment, celle-ci est calculée sur une fenêtre de 15 échantillons. Les résultats du filtrage passe-bande employé par Garambois et Dietrich (2001) sont rappelés pour comparaison. Des trois méthodes comparées dans cette étude, le filtrage par curvelets est celle qui semble le mieux s'accorder aux résultats du filtrage passe-bande, du moins en ce qui concerne les distributions d'amplitudes observées. Cette ressemblance est particulièrement marquante pour l'évènement A. Comme pour le filtrage $\tau - p$, on observe une brusque décroissance des amplitudes entre -12 m et -10 m, et entre 10 m et 12 m.

4.4 Article : *Curvelet-based seismoelectric data processing*

Curvelet-based seismoelectric data processing

S. Warden,¹ S. Garambois,² P. Sailhac,¹ L. Jouniaux¹ and M. Bano¹

¹*Institut de Physique du Globe de Strasbourg, CNRS UMR 7516, Université de Strasbourg, Strasbourg, France. E-mail: sheldon.warden@etu.unistra.fr*

²*Isterre, Université Joseph Fourier, CNRS UMR 5275, Grenoble, France*

Accepted 2012 June 20. Received 2012 June 14; in original form 2012 February 13

SUMMARY

Seismoelectromagnetic conversions are induced through electrokinetic phenomena occurring when passing seismic waves induce relative fluid to solid displacements. Information on porous material properties provided by the type I coseismic electric field accompanying surface and body waves is limited to the vicinity of the electrical receivers, as opposed to the type II electromagnetic interface response (IR) which can help detect porous contrasts and/or fluid changes within the subsurface ‘at depth’. For general field geometries, the problem is that type II disturbances exhibit lower amplitudes than type I fields and are difficult to access directly. Hence, separating both types of waves is a critical step when processing seismoelectric data. Synthetic seismograms and electrograms, generated with a full-waveform seismoelectric forward modelling code written by Garambois & Dietrich, enabled us to study the behaviour of the IR’s characteristic dipolar amplitude pattern recovered through filtering.

To better preserve the IR amplitudes, we have developed a new filtering strategy based on the Fast Discrete Curvelet Transform. Seismic or seismoelectric wave fronts can be optimally described using this multiscale decomposition over multidirectional anisotropic needle-shape structures. We have built a mask in the curvelet domain zeroing out seismoelectric samples corresponding to non-zero samples from the accelerogram, thus taking advantage of the relationship between seismic and seismoelectric waves for type I fields. This mask consists of a threshold function combined with a Gaussian distribution promoting horizontal (i.e. zero-slowness) directions. When applied to synthetic data, this filter enabled to successfully extract the IR although less altering its dipolar radiation pattern than the conventional dip-based techniques. This strategy was successfully applied to a seismoelectric data set acquired in sedimentary deposits, and permitted to isolate an IR generated at the water table.

Key words: Image processing; Wavelet transform; Electrical properties; Hydrogeophysics; Wave propagation; Acoustic properties.

1 INTRODUCTION

Electrokinetic phenomena arise from the relative motion between the rock matrix and the fluid within the rock pores (Jouniaux & Ishido 2012) and are at the origin of self-potential (Jouniaux *et al.* 2009), electroseismic (Thompson *et al.* 2007) and seismoelectric (Dupuis *et al.* 2007) observations, the latter being the main focus of this paper.

When a seismic wave propagates through a fluid-containing porous medium, it generates at least two types of signals. (1) It creates a relative movement between the medium’s fluid and solid phases, which, because of the presence of an electric double layer at the grain-fluid boundary, sets in motion the free electric charges present in the pore fluid with respect to the charges adsorbed at the grain surface (Davis *et al.* 1978). The electric field associated with the resulting charge separation is contained within the seismic waves; as it travels at the same seismic velocity, it is known as the ‘coseismic’ electric field, or type I signal. (2) When a seismic

wave encounters a boundary between two media presenting different hydromechanical and/or electrical properties, the transient charge separation travelling within this wave is disturbed. The resulting imbalance acts as a secondary source which can be approximated as an electric dipole oscillating perpendicularly to the interface and centred at the first seismic Fresnel zone (Thompson & Gist 1993; Garambois & Dietrich 2001). The radiated ‘interface response’ (IR) or type II signal (Dupuis *et al.* 2009) travels at the same velocity as electromagnetic (EM) waves in the medium, that is several orders of magnitude faster than the seismic waves, and is therefore observed almost simultaneously at all receivers.

These ‘seismoelectric’ conversions should be distinguished from their ‘electroseismic’ reciprocal counterparts, for which the coupling is triggered by the conduction of electric currents. Both types of phenomena have been studied on the field to investigate hydraulic reservoirs (Dupuis *et al.* 2007; Strahser 2007; Dupuis *et al.* 2009; Strahser *et al.* 2011), as well as hydrocarbon reservoirs (Thompson *et al.* 2005). It has been shown that not only the reservoir depth,

but also its geometry can be imaged using the amplitudes of the electroseismic signals (Thompson *et al.* 2007). The seismoelectric conversions have also been studied in laboratory (Zhu *et al.* 1999; Bordes *et al.* 2006, 2008) and the existence of the interfacial response has been evidenced by Block & Harris (2006) and Chen & Mu (2005).

Other studies have highlighted that seismoelectric conversions are appealing for the detection of subsurface interfaces induced by contrasts in electrical properties, permeability or porosity (Garambois & Dietrich 2002; Pain *et al.* 2005; Rosid & Kepic 2005; Schakel & Smeulders 2010; Schakel *et al.* 2011, 2012) and that seismoelectric imaging has the potential to resolve thin layers that are undetectable with other techniques (Pride & Garambois 2005). Borehole seismoelectrics may also help detect and characterize fractured zones: Mikhailov *et al.* (2000) were able to correlate fracture density logs with the amplitudes of the very weak electric field they measured (a few $\mu\text{V m}^{-1}$). Moreover, Hunt & Worthington (2000) showed a relationship between fracture aperture and the frequency content of the observed seismoelectric fields they acquired during electrokinetic borehole logging experiments. Hu & Gao (2011) also studied the EM field generated by a finite fault through electrokinetic conversions. Finally, seismoelectric conversions were also studied in the frame of earthquake seismology, as the seismoelectric waves generated by a double-couple source were investigated by Gao & Hu (2010).

As it does not exist outside the seismic disturbance, the coseismic wavefield only provides local information restricted to the vicinity of the dipole receivers: when these are deployed inside a borehole, the study of coseismic effects may provide valuable information about the medium's porosity and permeability near the borehole at depth (Dupuis & Butler 2006; Hu *et al.* 2007; Guan *et al.* 2012). However, when such configurations are not available, it becomes necessary to work with surface seismoelectric layouts (Fig. 1). In this case, coseismic waves are only sensitive to porous properties in the vicinity of the receivers, as opposed to interface dipolar responses, which allow to illuminate contrasts 'at depth'. Unfortunately, as for classical field geometries it is several orders of magnitude weaker than the coseismic waves, the interface signal needs to be extracted through wave separation techniques, without any distortion if waveforms

are to be inverted or if Amplitude-Versus-Offset analysis is to be performed.

Simple bandpass filtering may grant acceptable results in a few favourable scenarios (Garambois & Dietrich 2001), but most cases call for more refined methods. Several properties of the seismoelectric IR can be used to identify it and separate it from the coseismic wavefield: (1) its dipolar amplitude pattern, (2) its opposite polarities on either side of the shot point and (3) the EM velocity at which it travels, several orders of magnitude faster than seismic waves, which results in the IR appearing as a nearly horizontal arrival on the electrograms.

The contribution of the present paper is twofold. First, we take existing comparisons (Haines *et al.* 2007a) between seismoelectric data processing techniques one step further by discussing the impact of these previously reviewed methods, namely frequency-wavenumber ($f - k$) and Radon domain filtering, on IR amplitudes. For this purpose, we use a seismoelectromagnetic wave propagation modelling code based on a generalized reflectivity method (Garambois & Dietrich 2002). It permits to model IRs independently from the coseismic wavefield and compare these synthetic radiation patterns with those recovered through filtering.

Secondly, we introduce a new filtering strategy based on the curvelet transform, a 2-D wavelet transform combining useful properties from different processing techniques (Fadili & Starck 2009). The curvelet transform can indeed be seen as a series of $f - k$ transforms or multiscale Radon transforms. We notably examine how these multiscale and multidirectional wavelets help improve the type I/type II wave separation and if they affect the radiation pattern.

After introducing the seismoelectric background theory, we recall in the paper the main characteristics of the modelling code used throughout this study. We then apply the investigated processing techniques, namely $f - k$, Radon and curvelet filtering techniques to a set of synthetic seismoelectric data. We compare their performances in terms of amplitude preservation when White Gaussian Noise (WGN) is introduced and when the type I/type II amplitude ratio varies. Finally, we test all three methods on a seismoelectric data set acquired in sedimentary deposits.

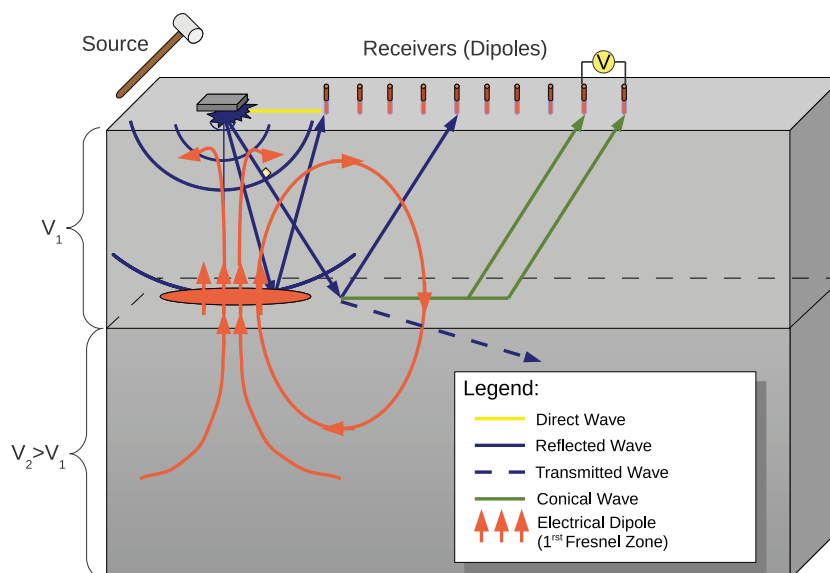


Figure 1. Typical seismoelectric layout used throughout this study.

2 SEISMOELECTRIC DATA MODELLING

We start with the set of equations governing the coupling between the mechanical and EM wavefields in porous media as derived by Pride (1994).

It combines the Maxwell equations, describing the EM wave propagation, with the Biot equations, describing the seismic wave propagation in a saturated porous medium via two transport relations, written here for a $e^{-i\omega t}$ time dependence:

$$\mathbf{J} = \sigma(\omega)\mathbf{E} + L(\omega)(-\nabla p + \omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s), \quad (1)$$

$$-i\omega \mathbf{w} = L(\omega)\mathbf{E} + \frac{k(\omega)}{\eta}(-\nabla p + \omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s). \quad (2)$$

In the first equation, the macroscopic electrical current density \mathbf{J} is the sum of the average conduction and streaming current densities. The fluid–solid relative displacement \mathbf{w} of the second equation is separated into electrically and mechanically induced contributions. The electrical fields and mechanical forces that create the current density \mathbf{J} (eq. 1) and fluid–solid relative displacement \mathbf{w} (eq. 2) are, respectively, \mathbf{E} and $(-\nabla p + \omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s)$, where p is the pore fluid pressure, \mathbf{u}_s is the solid displacement and \mathbf{E} is the electric field.

The parameter $L(\omega)$ describing the coupling between the seismic and EM fields is complex and frequency-dependent (Pride 1994):

$$L(\omega) = L_0 \left[1 - i \frac{\omega}{\omega_c} \frac{m}{4} \left(1 - 2 \frac{d}{\Lambda} \right)^2 \left(1 - i^{3/2} d \sqrt{\frac{\omega \rho_f}{\eta}} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

where L_0 is the low-frequency electrokinetic coupling, d is related to the Debye length, Λ is a porous material geometry term (Johnson *et al.* 1987) and m is a dimensionless number, detailed in Pride (1994). The other two coefficients, $\sigma(\omega)$ and $k(\omega)$, are the dynamic electric conductivity and permeability of the porous material, respectively.

Garambois & Dietrich (2001) derived the low-frequency coseismic transfer function valid at frequencies lower than the Biot's frequency (related to the angular frequency ω_c) separating viscous and inertial flows. In this case, and assuming the Biot's moduli $C \ll H$, they showed that the seismoelectric field \mathbf{E} is proportional to the grain acceleration for P waves:

$$\mathbf{E} \simeq \frac{\epsilon_f \zeta}{\eta \sigma_f} \rho_f \ddot{\mathbf{u}}, \quad (4)$$

where σ_f , ϵ_f , η and ρ_f are, respectively, the fluid conductivity, fluid electric permittivity, dynamic viscosity and fluid density. Eq. (4) shows that transient seismoelectric magnitudes will be affected by the bulk density of the fluid and are inversely proportional to the fluid conductivity and viscosity and proportional to the zeta potential (which depends on the pH). One can rewrite eq. (4) in terms of streaming coefficient or seismoelectric coupling coefficient. The streaming coefficient C_s is described by the Helmholtz–Smoluchowski equation when the surface conductivity can be neglected with respect to the fluid bulk conductivity:

$$C_s = \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta}{\eta \sigma_f}. \quad (5)$$

Eq. (240) in Pride (1994) gives the seismoelectric coupling coefficient:

$$L_0 = -\frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_0 \kappa_f \zeta}{\eta} \left(1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda} \right), \quad (6)$$

where ϕ is the porosity and α_∞ the tortuosity; \tilde{d} is a length [m] defined as $\int_0^D \frac{\Phi_0(\chi)}{\zeta} d\chi$, where χ is a local coordinate measuring the distance to the shear plane of the electrical double layer, $\Phi_0(\chi)$ the potential in the vicinity of this shear plane and D a multiple of the Debye length. Λ is the hydraulic radius [m]. When surface conductivity is not taken into account, the rock conductivity can be expressed as $\sigma_r = \frac{\phi \sigma_f}{\alpha_\infty}$. Under low-frequency approximations one can write $\tilde{d} \ll \Lambda$, thus leading to:

$$\mathbf{E} \simeq -\frac{L_0}{\sigma_r} \rho_f \ddot{\mathbf{u}} = C_{sp} \rho_f \ddot{\mathbf{u}}. \quad (7)$$

The value of the streaming potential coefficient C_{sp} [V Pa⁻¹] can be inferred from studies on various rocks and sediments (Jouniaux *et al.* 1999; Hase *et al.* 2003; Tosha *et al.* 2003; Guichet *et al.* 2006; Jaafar *et al.* 2009; Allègre *et al.* 2010, 2012; Schoemaker *et al.* 2012). An alternative is to compute the ζ potential as a function of the electrolyte concentration C_0 [mol L⁻¹] from the empirical formula proposed by Pride & Morgan (1991), based on a compilation of measurements performed on quartz minerals saturated with NaCl and KCl electrolytes at pH = 7 and $T = 25^\circ\text{C}$:

$$\zeta = 8 + 26 \log_{10} C_0, \quad (8)$$

with ζ in mV. As this equation is valid for molarities below 0.1 mol L⁻¹, it covers the concentration range of interest ($10^{-6} < C < 10^{-1}$ mol L⁻¹). We therefore use it to compute the ζ potential in the following model dealing with sand and sandstone. For example, a concentration of 10^{-2} mol L⁻¹ yields a ζ potential of -44 mV, whereas $\zeta = -96$ mV for a concentration of 10^{-4} mol L⁻¹.

The semi-analytical seismoelectric modelling code used here combines the generalized reflectivity technique developed by Kennett & Kerry (1979) with the discrete wavenumber integration method (Bouchon & Aki 1977; Bouchon 1981). It accounts for the full set of macroscopic equations derived by Pride (1994) to describe the 3-D propagation of seismic and EM waves in stratified porous media in the frequency domain.

The formalism proposed by Kennett & Kerry (1979) allows to write the displacement, stress and EM fields as a function of three independent terms: a source term, a generalized reflectivity term and a term expressing the conversion between the potentials and the fields at the receivers. Multiple reflections can be ignored, as can be direct waves. Furthermore, specific coefficients in the reflection–transmission matrices computed at an interface can be artificially amplified or cancelled, which can help highlight IRs that would otherwise remain concealed by stronger arrivals. This feature is also useful when seeking to model the theoretical amplitude distribution of IRs independently from the coseismic wavefield.

In previous work by Haines *et al.* (2007b), data were modelled using a finite-difference approach (Haines & Pride 2006) which did not include a free surface and therefore did not permit to model Rayleigh waves. This limitation lead the authors to work with data created by adding synthetic IRs to seismoelectric field recordings. By taking the free surface into account, our approach allows to model Rayleigh waves, whose strong amplitudes usually have a dramatic impact on real seismoelectric records.

For the benchmark, we have modelled a simple tabular medium, consisting of a single 30-m-thick sand layer on top of a less porous, less permeable sandstone half-space. We have chosen to model strong permeability and salt concentration contrasts between these two fully saturated units (Table 1). The acquisition geometry consists of a seismic source with peak frequency $f_{\text{peak}} = 120$ Hz, located in the centre of a 100-m-long profile stretching between -50 and

Table 1. Physical properties describing the two-layers model used in this study, (1) sand and (2) sandstone. The ζ potential is calculated from C_0 (Pride & Morgan 1991). Seismic velocities V_{Pf} and V_S computed at peak frequency $f_{\text{peak}} = 120$ Hz are also given here.

	ϕ	k m^2	K_s Pa	K_f Pa	K_{fr} Pa	G_{fr} Pa	η Pa s	ρ_s kg m^{-3}	ρ_f kg m^{-3}	C_0 mol L^{-1}	V_{Pf} m s^{-1}	V_S m s^{-1}
1	0.35	10^{-11}	35×10^9	2.27×10^9	3×10^8	4×10^8	10^{-3}	2.6×10^3	10^3	10^{-4}	1789	443
2	0.20	10^{-13}	35×10^9	2.27×10^9	4×10^9	5×10^9	10^{-3}	2.6×10^3	10^3	10^{-2}	2812	1481

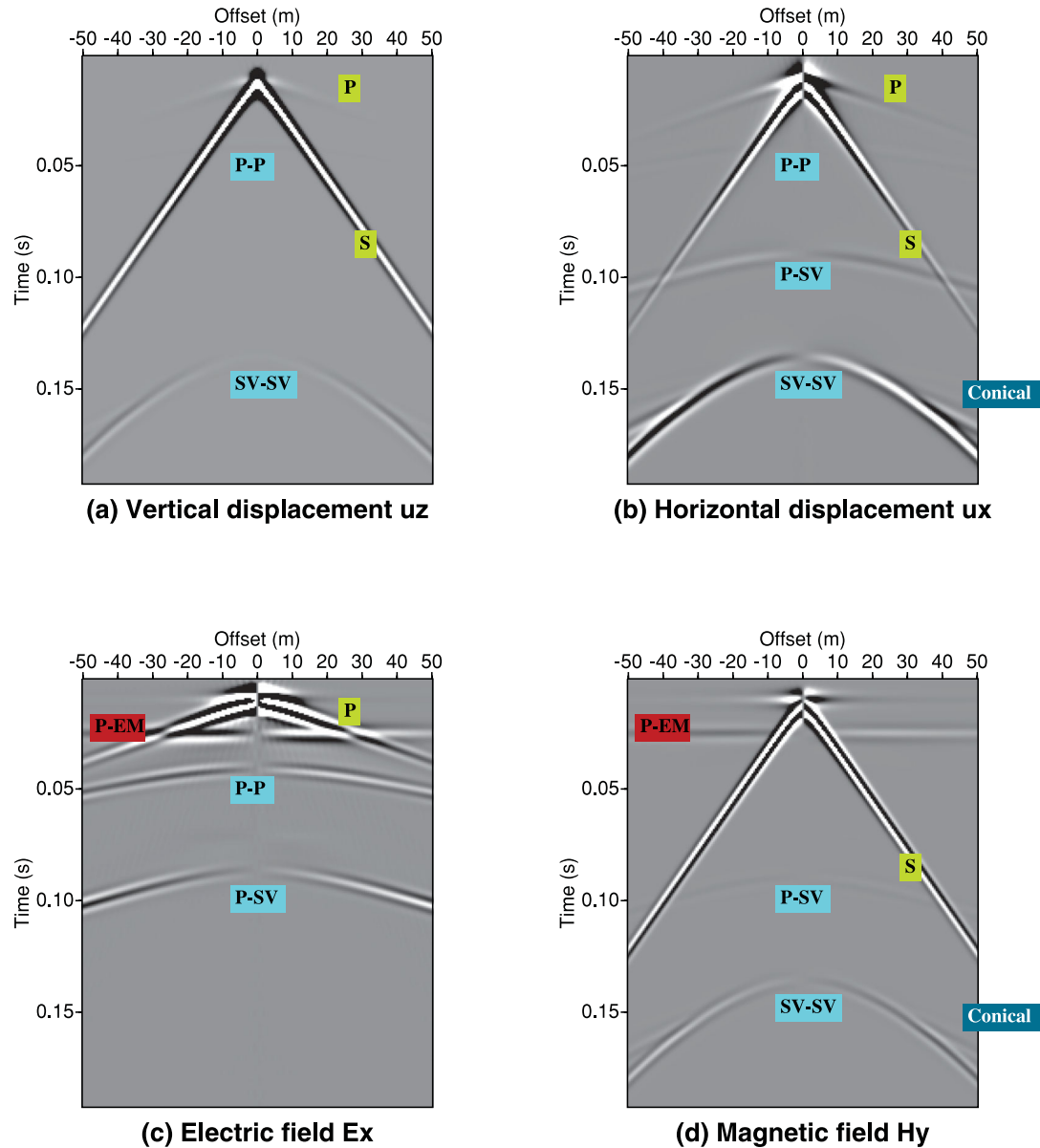


Figure 2. Synthetic vertical (a) and horizontal (b) seismograms, electrogram (c) and magnetogram (d) created with our modelling code (Garambois & Dietrich 2001), using a vertical source buried at $z_s = 3$ m and 201 evenly spaced receivers located between offsets $x = -50$ m and $x = 50$ m. The model consists of a 30-m-thick sand layer on top of a sandstone half-space, with material properties as described in Table 1. The zero-move out P -EM interface response has been multiplied by 20. Free surface reflections were not taken into account.

50 m. The source wavelet modelled here is a Ricker (‘mexican hat’) wavelet. Two hundred one 1-m-long dipoles are evenly spaced along the profile, with 0.5 m between two consecutive receiver pairs. It was necessary to boost the P -EM conversion coefficients by 20 to visualize the associated response (Fig. 2).

Both rocks are fully saturated, with the saturating fluid being more conductive in the underlying sandstone. To simulate the impact of

a sledgehammer on a plate, we have introduced a vertical force source with a momentum of 7.85×10^3 N s, which corresponds to a stack of a 100 shots acquired with a 7.85 kg sledgehammer impacting the ground at 10 m s^{-1} . The modelling program returns the vertical (u_z) and horizontal (u_x) displacements as well as the Transverse Magnetic (TM) EM field (E_x and H_y) (Haartsen & Pride 1997; Garambois & Dietrich 2002).

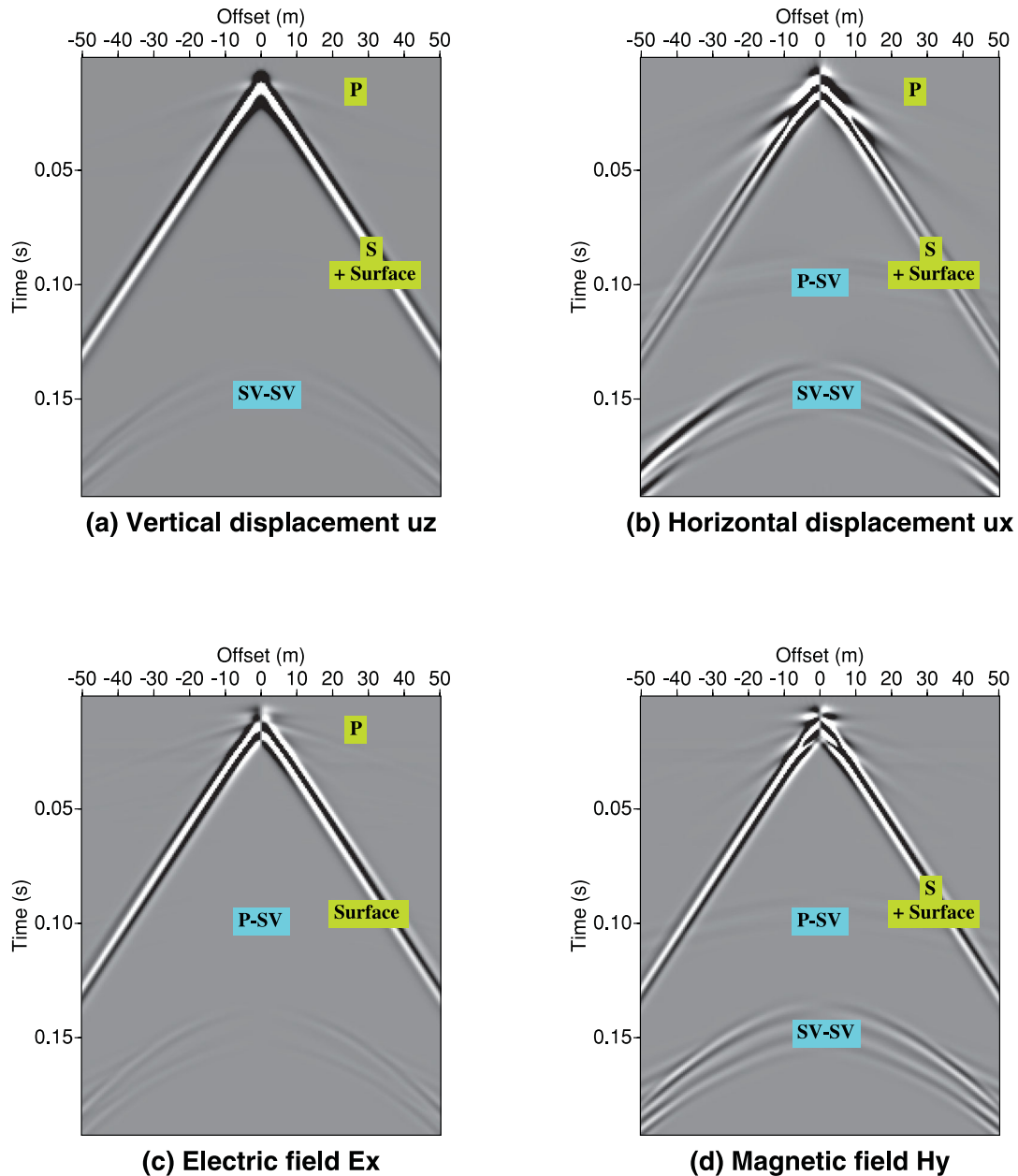


Figure 3. Synthetic recordings modelled as in Fig. 2, but with free surface reflections taken into account. Although still present, the interface response and the coseismic P - SV reflection hyperbola appear masked by the energetic surface waves. Conical waves are present as in Fig. 2, but we have chosen not to indicate them, as they are now interfering with multiple reflections.

Figs 2 and 3 show the synthetic seismograms, electrograms and magnetograms obtained for this set of parameters, without and with the free surface, respectively. One can identify the coseismic counterparts of the direct P wave and both the P - P and P - SV reflections, as well as the P -EM IR (Fig. 2c); here SV refers to the S waves polarized in the vertical plane. It can also be noted that the direct S wave does not generate any coseismic electric wave but a coseismic magnetic wave instead, as measured in the laboratory (Bordes *et al.* 2008). Fig. 3 was obtained by including free surface conditions into the computations and exhibit mainly Rayleigh waves and their electric and magnetic signature.

Fig. 4 displays the characteristic amplitude distribution for type I and type II seismoelectric conversion waves. The IR (Figs 4c and d) was modelled without the coseismic wavefield by multiplying the

P_f -TM, P_s -TM and SV -TM coefficients by 10^8 and afterwards by dividing the recovered amplitudes by this arbitrary factor. It can be seen that the IR displays a dipolar pattern, centred below the shot point, whereas the coseismic surface waves decay just like their seismic counterparts, at a rate proportional with the inverse of the square root of the distance. The maximum amplitude of the coseismic part is 1 mV whereas the one of the interfacial response is about 10^{-4} mV.

Modelling different data sets while allowing the 'type II/type I' ratio to vary is crucial, as it helps estimate how weak the IR can be with respect to the overlapping coseismic wavefield such that it can still be recovered through filtering. Before running this sensitivity study, we have applied all filtering methods to a sample record for which the ratio was set to 0.1 (a favourable case, for which

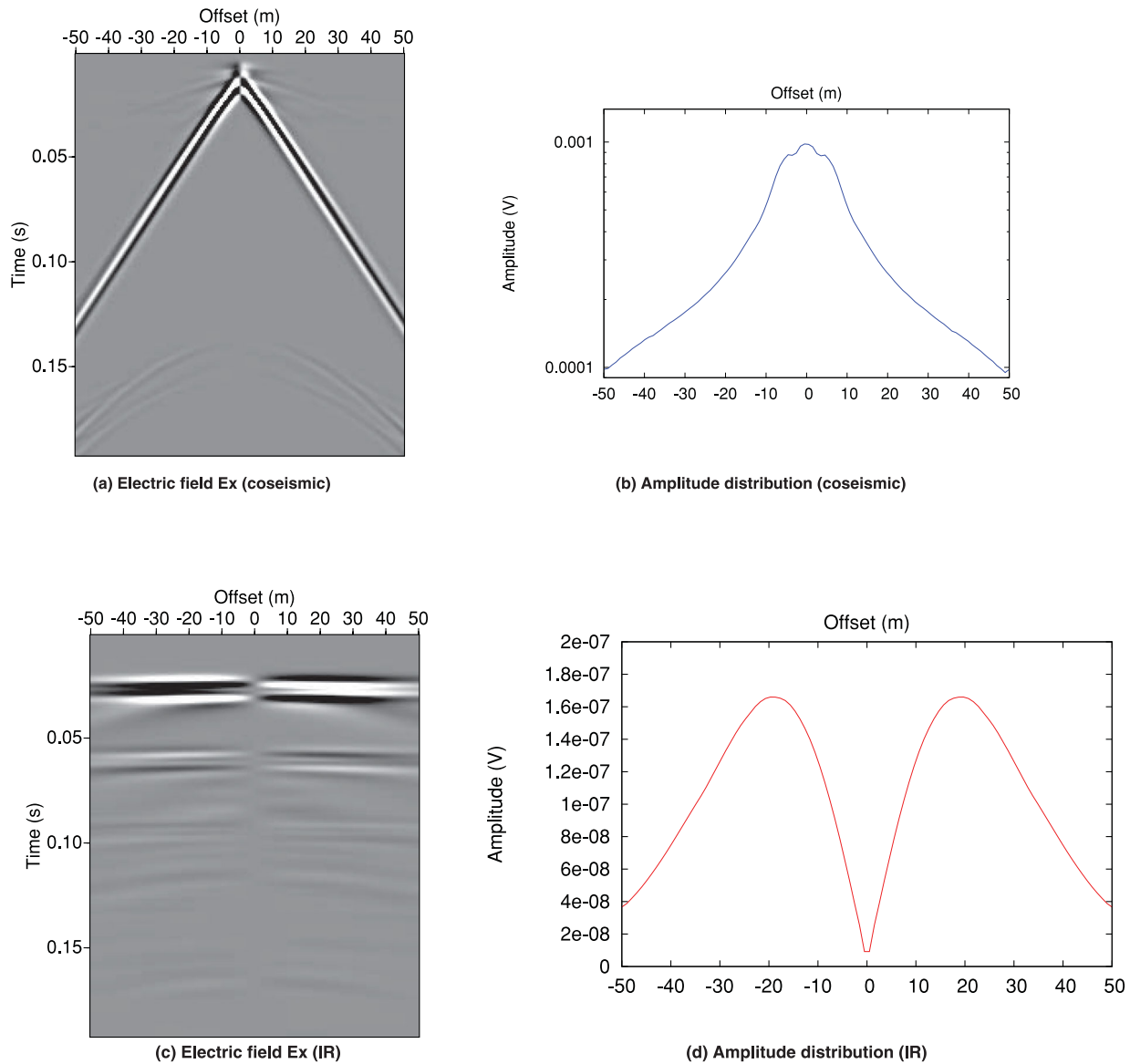


Figure 4. Synthetic electrogram and amplitude distribution for the coseismic wavefield (a) and (b) and for the interface response (c) and (d). The amplitude pattern is the mean distribution computed over a 26-samples wide time window centred on the first interface response, ranging from min = 25 to max = 50.

the maximum coseismic amplitude is only one order of magnitude greater than the maximum IR amplitude).

3 TYPE II/TYPE I WAVE SEPARATION TECHNIQUES APPLIED TO SYNTHETIC DATA

3.1 $f - k$ filtering

Muting in the frequency-wavenumber ($f - k$) domain is a technique commonly applied to conventional seismic data to separate several seismic arrivals based on their slopes or ‘dips’: it is for example an efficient way of filtering out low-velocity ground roll from seismic data sets. This technique consists in applying a spatial and temporal Fourier transform to the original data, thus sending it in the $f - k$ domain, where events are plotted along lines whose slopes are given by their apparent velocities $v = df/dk$. In this representation, zero-slowness arrivals such as type II converted waves

align along the (vertical) wavenumber axis $k = 0$ and can be recovered using a simple ‘pie-slice’ filter before Fourier transforming the data back to the conventional time-space ($t - x$) domain, as shown in Fig. 5. Several authors (Haines *et al.* 2007b; Strahser 2007) have used $f - k$ filtering to separate flat IRs from dipping coseismic waves, both on synthetic test gathers and real seismoelectric data.

Although it may successfully highlight the IR, this method suffers from various limitations:

(1) It requires a good spatial resolution, that is an important number of traces. Although this is not an issue when working with synthetic data, it becomes problematic if one has access to a limited number of receivers in the field. Dense spatial sampling can be achieved by combining data from different shotpoints to form supergathers, as proposed by Dupuis *et al.* (2007).

(2) As other velocity-based wave separation techniques, this method does not filter out ‘flat’ portions of the coseismic signal, such as coseismic reflection hyperbolas near the shotpoint. Haines

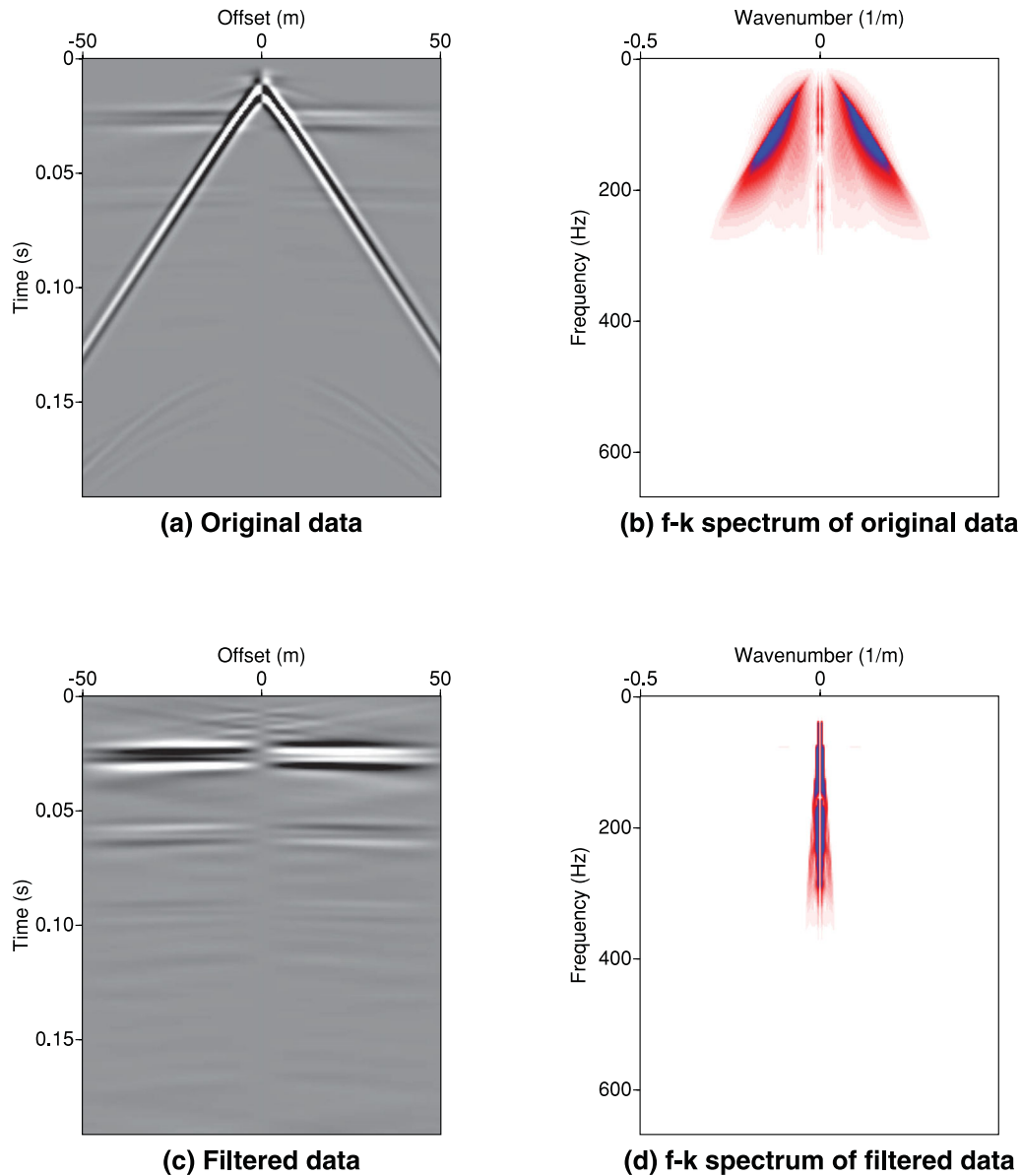


Figure 5. ‘Type II/type I’ wave separation through $f-k$ filtering. Synthetic electrograms for which the ‘type II/type I’ ratio was set to 0.1 are displayed both in time-offset (a) and frequency-wavenumber (b) domains. We have represented the output data (c) as well as its spectrum (d). Samples whose velocities exceeded 4444 m s^{-1} were preserved, whereas those slower than 3703 m s^{-1} were zeroed out.

et al. (2007b) suggest to discard the first few near-offset traces to prevent these horizontal arrivals from masking the type II converted waves.

(3) The type II converted energy may not strictly concentrate along the wavenumber axis, but may leak in other parts of the $f-k$ space, thus overlapping with coseismic energy. The reciprocal is true: parts of the total coseismic energy may smear across the wavenumber axis, thus mixing with the IR. Therefore, separation in $f-k$ domain may significantly alter recovered type II converted signal amplitudes.

$f-k$ filtering appears to alter the recovered IR amplitude pattern. Not only does it degrade the amplitude values, but it also slightly shifts the maxima of the distribution towards greater offsets.

To extract the IR from the synthetic data described in Section 2, we have used the Seismic Unix built-in $f-k$ filter: samples with velocities above 4444 m s^{-1} ($0.15\Delta t/\Delta x$) were retained, although

those slower than 3703 m s^{-1} ($0.18\Delta t/\Delta x$) were zeroed out, with tapering applied between these two values to avoid Gibbs effect. These values were chosen because the fastest coseismic direct electric field that needs to be filtered, associated to the P_f wave, travels at 2812 m s^{-1} ($0.23\Delta t/\Delta x$) in our example. The filter’s outer slope ($0.18\Delta t/\Delta x$) was chosen after running several tests, in which wider filters ended up with P_f residual energy leaking in the filtered data.

3.2 Radon domain filtering

This method consists in transforming time-offset ($t-x$) data into the Radon or $\tau-p$ domain, where τ is the intercept time of an event of apparent slowness $p = \frac{1}{V}$, V being the root mean square (rms) velocity. In this representation, events can be filtered out depending on their slowness (Moon *et al.* 1986; Dunne & Beresford 1995).

The Radon transform can be achieved by summing data along various trajectories described by function g :

$$\tau = t - pg(x). \quad (9)$$

We chose to use the linear Radon transform for which $g(x) = x$, as previous work by Haines (2004) suggests it grants better results than the parabolic or hyperbolic transforms when trying to extract the IR. In this case, assuming the original seismic section is described by the function $u(x, t)$, its representation $\tilde{u}(\tau, p)$ in the Radon domain can be defined as:

$$\tilde{u}(\tau, p) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\tau + px, x) dx. \quad (10)$$

This straightforward procedure, known as ‘slant-stacking’, requires data interpolation during both forward and inverse processes, as the slanting line does not necessarily intersect with the traces at the grid points (Claerbout 1986).

This interpolation step may create artefacts: for this reason, one may rather resort to other formulations, such as the ‘phase-shift’ approach. This approach consists of applying a 1-D Fourier transform to each trace of the original data and multiplying the result by a ‘phase shift’ factor $e^{-i2\pi f \Delta t}$, where f is the frequency and $\Delta t = px$. According to the Fourier transform translation property, multiplying a function’s Fourier transform $U(\omega)$ by a factor $e^{i\omega a}$ (where ω is the angular frequency given in radian) is equivalent to shifting this function u by a constant $+a$ in time domain. Therefore, applying a phase-shift in frequency domain is the same as horizontalizing the summation trajectories in $t - x$ domain. The shifted—or horizontalized—data $U(f, x)e^{-i2\pi f \Delta t}$ can be summed along the x direction, thus leading to $\tilde{U}(f, p)$. This step corresponds to the summation along the slanting line operated in $t - x$ domain, as expressed in eq. (9):

$$\tilde{U}(f, p) = \int_{-\infty}^{\infty} U(f, x) e^{-i2\pi f \Delta t} dx. \quad (11)$$

Applying an inverse 1-D Fourier transform to both sides of eq. (11) finally sends the data in $\tau - p$ domain. When processing synthetic data, we chose to work with the SeismicLab Matlab toolbox, as it provides such a Fourier implementation of the Radon transform.

A linear arrival in the $t - x$ domain (Fig. 6a) collapses to a point in the Radon domain (Fig. 6b). The nearly flat IR translates into a ‘cross’ located in the vicinity of the zero-slowness axis. This cross is fairly well separated from the higher energy ellipse corresponding to the direct coseismic wavefield. Although this wavefield appears as an elongated stain exhibiting several slowness, its peak amplitude is located at about $2.25 \times 10^{-2} \text{ s m}^{-1}$, that is, the inverse of the $4.40 \times 10^2 \text{ m s}^{-1}$ apparent velocity exhibited by the surface waves. Using 201 traces with a slowness pace of $\Delta p = 3 \times 10^{-5} \text{ s m}^{-1}$ in the Radon domain, wave separation was achieved by keeping the first 7 traces on either sides of the slowness axis (i.e. keeping samples whose velocities exceed $4.76 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$), whereas zeroing out the 85 traces farthest from the slowness axis (i.e. rejecting velocities below $2.22 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$). A cosine ramp was applied to taper the intermediate traces (Fig. 6c).

Filtering in the Radon domain better preserves the relative amplitudes than $f - k$ filtering. The radiation pattern recovered after $\tau - p$ filtering and subsequent amplitude correction (grey line in Fig. 10), matches the theoretical IR amplitude curve (red line in Fig. 10) much more closely than the $f - k$ response does (blue line in Fig. 10). The amplitude correction step was necessary as Radon filtering does not preserve the absolute amplitude values, that is data after forward and inverse slant-stack do not exhibit the same

amplitudes as the original data set, sometimes differing by several orders of magnitude.

To account for this problem, we multiplied the distribution recovered through Radon filtering by an arbitrary factor to fit the theoretical amplitude pattern; this correction by an arbitrary factor is possible within the frame of this study as the theoretical IR is known. However, in real case scenarios, one would need to resort to ρ filters (Claerbout 1986). We have implemented such a filter in time domain and found it granted similar results than the amplitude correction used throughout this paper.

3.3 Filtering in the curvelet domain

‘Wavelets’ have found a wide range of applications including data compression, denoising and structure extraction (Daubechies 1992; Coifman & Donoho 1995; Moreau *et al.* 1997; Mallat 1999; Saracco *et al.* 2007; Mauri *et al.* 2010; Ma & Plonka 2010; Mauri *et al.* 2012) and are now extensively used in seismic data processing (Roueff *et al.* 2006). A seismic trace can indeed be expressed in terms of 1-D discrete wavelets $\Psi_{(j,k)}$, which are dilated and translated versions of a ‘mother’ wavelet Ψ , an oscillating function of compact support. As seismic traces can be considered bandwidth limited, the correlation between a seismic reflected event and an analysing wavelet will only be significant if this wavelet displays the same frequency content (determined by its scale j : the higher the scale, the lower the frequency content) and is localized at the same time as the event (controlled by its translation parameter k). Therefore, correlating a seismic trace with appropriate wavelets leads to a ‘sparse’ representation of the signal, that is, a representation for which most of its energy is represented over a small number of coefficients.

1-D wavelets thus enable to detect singularities and analyse individual traces, but do not take advantage of the geometrical features displayed by trace collections. Characterizing 2-D features of seismic and seismoelectric wave fronts needs specific wavelet representations which do not only involve dilating and translating, but also rotating the mother wavelet. The rotation operator has been introduced early in the theory of continuous wavelets (Murenzi 1990; Antoine *et al.* 1993) and related to the Radon transform (Holschneider 1991), thus leading to the so-called ridgelet transform. This transform combines a 1-D wavelet transform with a Radon transform providing sparse representation of straight line features within a 2-D image (Candès 1998; Candès & Donoho 1999a). To better represent curved features, the curvelet transform was first introduced as a series of local ridgelet transforms (Candès & Donoho 1999b); it was then optimized in terms of coronal representation (Candès *et al.* 2006; Fadili & Starck 2009). Therefore, as compared to the 1-D wavelet transform, the curvelet transform is controlled by the orientation index l in addition to the scale index j and translation indices $k = (k_1, k_2)$.

In the field of seismic processing, 2-D curvelets have been applied to ground roll removal (Zhang *et al.* 2010; Zheng *et al.* 2011) and to aliased data interpolation (Chauris & Nguyen 2008). They have also been used for primary-multiple separation through either non-linear optimization through a block-coordinate relaxation algorithm (Herrmann *et al.* 2008) or by using a Bayesian formulation (Saab *et al.* 2007; Wang *et al.* 2007). This Bayesian approach was also adapted to ground roll suppression by Yarham & Herrmann (2008).

We use here the ‘wrapping’ implementation of the Fast Discrete Curvelet Transform introduced by Candès *et al.* (2006) and implemented both in Matlab and C++ through the CurveLab

toolbox (available at www.curvelet.org). For this implementation, both the forward and inverse transforms are computed over a short time proportional to $n^2 \log(n)$ for a $n \times n$ Cartesian input matrix.

The curvelet transform provides a partition of the $f - k$ domain using small windows, or tiles, each of them corresponding to a specific scale, or frequency band, and a specific direction, or angle (Fig. 7). Following the second dyadic decomposition, the number of tiles doubles with every other scale: the finer the scale, the greater the number of tiles paving it (Candès & Demanet 2005; Candès *et al.* 2006). A common approach proposed to suppress—or at least reduce—ground roll from classical seismic data consists in zeroing entire tiles containing the coherent noise. By allowing to select the frequency bands at which surface waves can be observed although leaving the other scales untouched, this strategy takes advantage of the generally lower frequency content of the ground roll with

respect to volume waves (Boeniger *et al.* 2006). However, it cannot be directly applied to our wave separation problem, as type I and type II waves may display close frequency contents. This similarity between frequency contents implies that tiles at all scales must be filtered, a process which effectively comes down to applying a $f - k$ filter. For this reason we introduce here a new filtering strategy taking advantage of the similarities between seismic data and the type I signal.

We expressed both the seismic acceleration and the seismoelectric data in the curvelet domain, using a 5-scale decomposition with 32 angles at the second coarsest scale; complex-valued coefficients were considered, and wavelets were used at the finest scale. A representation of the curvelet coefficients for the seismoelectric data is displayed in Fig. 8(a) for the first three scales: the coarse scale is represented at the centre, although the two concentric coronae surrounding it correspond to levels 2 and 3.

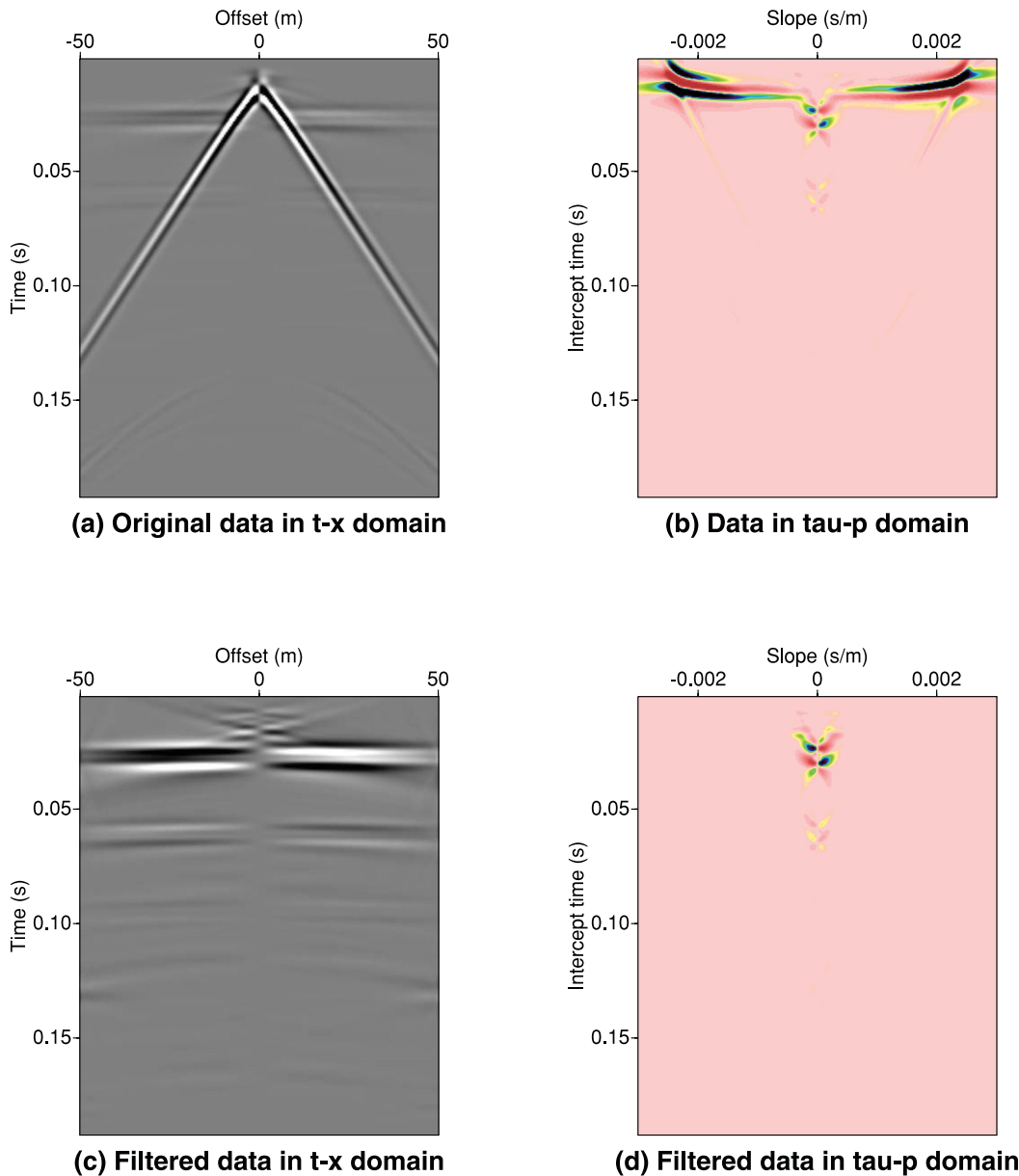


Figure 6. ‘Type II/type I’ wave separation through Radon-domain filtering. Synthetic electrograms for which the ‘type II/type I’ ratio was set to 0.1 are displayed both in time-offset (a) and intercept time-sloppiness (b) domains. We have represented the output data (c) as well as its $\tau - p$ representation (d). Velocities above 4761 m s^{-1} were preserved, whereas those below 2222 m s^{-1} were rejected.

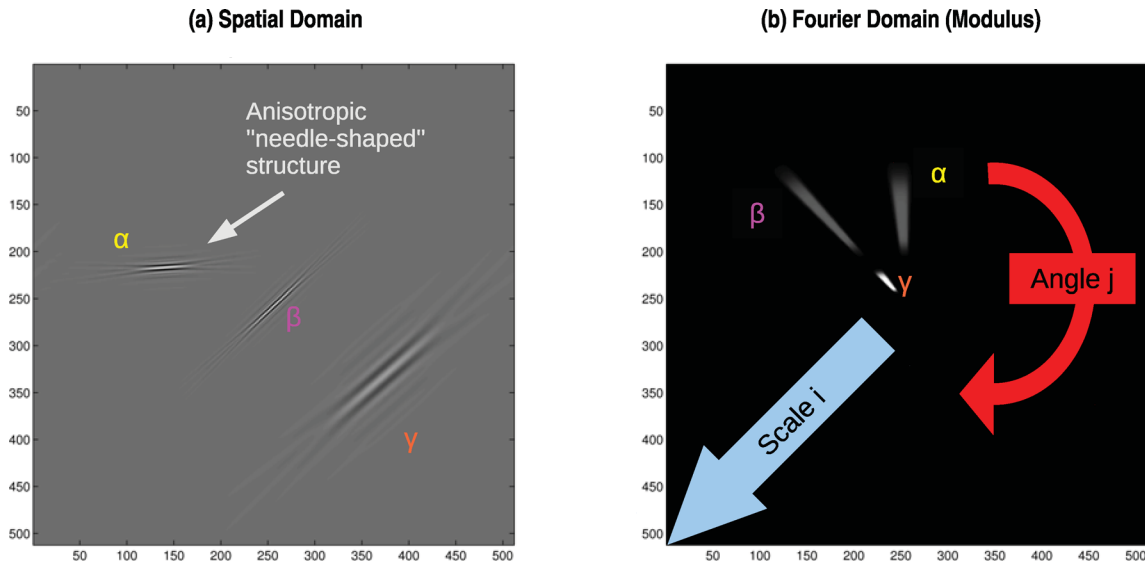


Figure 7. Some curvelets generated with CurveLab for different scales, orientations and positions, displayed both in spatial and frequency (Fourier) domain. Six scales are used here, represented as concentric coronae on the Fourier domain pseudo-polar tiling. α and β share the same scale but have different orientations and positions; β and γ share the same orientation but have different scales and positions. The number of orientations doubles every other scale, so the frequency support for γ appears as a wedge twice as wide as the α and β wedges. This figure shows that horizontal events in the time-offset domain such as α are transformed onto vertical wedges in the Fourier domain: our mask will take advantage of these features by favouring these central tiles.

The coarse scale is a matrix oriented like the original image. Indeed, it looks like a blurry version of the original data for which only the low frequency features appear. The individual tiles forming the outer coronae do not follow this orientation: they are instead aligned with the rotating analysing curvelet. A look at the second corona (i.e. intermediate scale 3) reveals that the correlation between the analysing curvelet at this scale and the data is highest for tiles 19 and 30, counting clockwise from the top left corner. Identifying the tiles with maximum correlation coefficient values for all other scales allows to note that the maximum energy is concentrated along directions roughly $\pm 60^\circ$ away from the horizontal direction, corresponding to the coseismic surface waves visible in Fig. 3(c). Therefore, exactly like in $t-x$ domain, the seismoelectrics recording represented in curvelet domain are dominated by coseismic Rayleigh waves. These strong arrivals conceal the IR which would otherwise appear in the central tiles 8 and 9 aligned with the horizontal direction.

As the coseismic horizontal electric wavefield should be directly related to the horizontal seismic acceleration, we expressed the latter in the curvelet domain to build a mask to apply to seismoelectric data. A scale-dependent, angle-dependent threshold function $T(j, l)$ was chosen as:

$$T(j, l) = E(j)\Gamma(l), \quad (12)$$

where $E(j)$ is the total energy at each intermediate scale j and $\Gamma(l)$ is an angle-dependent Gaussian function centred around the horizontal directions:

$$\Gamma(l) = \begin{cases} e^{-(l - \frac{1}{2} - \frac{1}{8}N_j)^2}, & l \in [1; \frac{3}{8}N_j] \\ e^{-(l - \frac{1}{2} - \frac{5}{8}N_j)^2}, & l \in [\frac{3}{8}N_j + 1; \frac{1}{2}N_j]. \end{cases} \quad (13)$$

In eq. (13), N_j is the total number of angles at the considered scale. This Gaussian term ensures thresholding becomes less selective near the horizontal direction, where most of the IR energy is found, and penalizes the greater angles, dominated by the lower velocity coseismic field.

Acceleration coefficients in the curvelet domain were compared to $T(j, l)$: where their amplitude exceeded the threshold, the mask values were zeroed, otherwise they were set to 1. The coarse layer was arbitrarily set to 0 (equivalent to a high-pass filter), although a $f-k$ filter was applied to the finest scale, as data at this detailed scale have the same dimension as the original time-offset data. The resulting mask is displayed in Fig. 8(b), with zero values in black and values set to 1 in white: one can see it preserves the vertical tiles, that is the horizontal directions. The threshold used here enabled to filter out specific samples ‘within’ each tile, instead of aggressively cancelling entire windows. Data obtained after filtering are depicted in Fig. 8(c) in the curvelet domain: events that were invisible in Fig. 8(a) can now be clearly seen in white in the ‘vertical’ tiles. These events correspond to the horizontal arrivals observed when transforming back the filtered data to the time-offset domain (Fig. 9). Although three flat events can be noted on this seismoelectrogram, it can be deduced from their arrival times that only the earliest response is an actual IR: the two later arrivals correspond to multiple reflections.

4 COMPARISON BETWEEN THE DIFFERENT TECHNIQUES

Among the three methods presented here, filtering in the curvelet domain seems to grant the best results in terms of recovered amplitudes, as shown by the black dotted line in Fig. 10. An objection can be raised regarding the far-offsets at which the consistency between recovered and theoretical models deteriorates. This behaviour could be explained by the fact that the IR is truncated on the left and right sides of the image before it can gently fall down to zero. Curvelets provide optimally sparse representations of objects which display ‘curve-punctuated smoothness’ (Candès *et al.* 2006), but in this case, the smoothness is disturbed as the wave front is truncated.

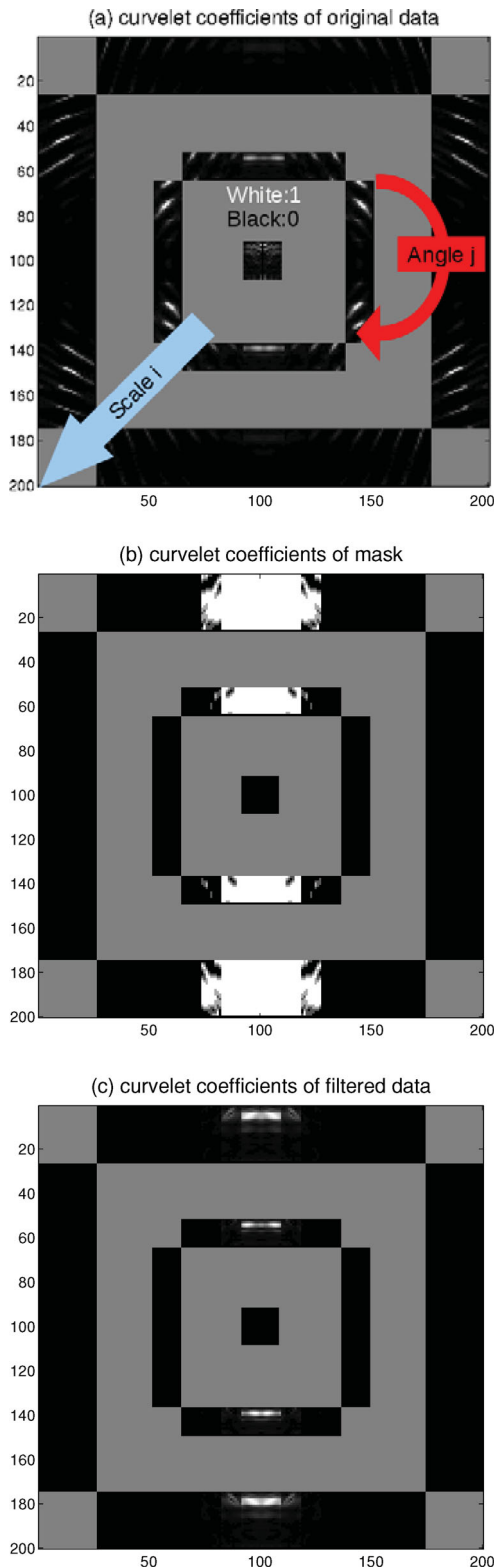
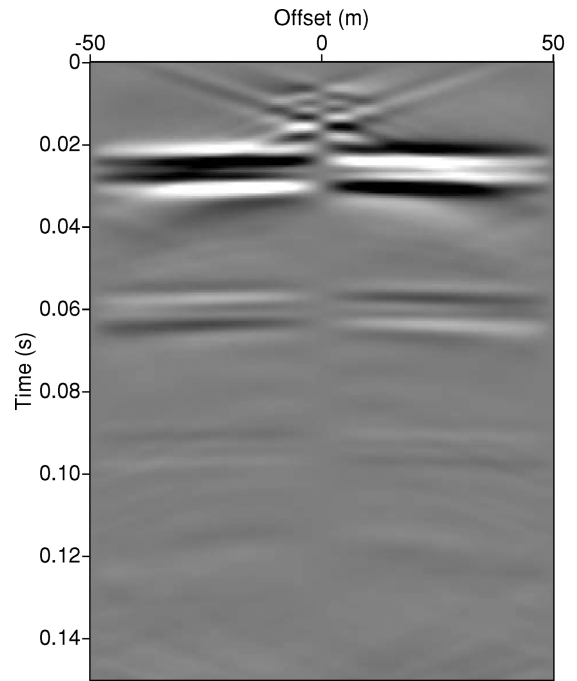


Figure 8. Curvelets coefficients for the first three scales for (a) the original seismoelectric data, (b) the mask deduced from seismic acceleration and (c) the seismoelectric data after applying this mask. Zero values are depicted in black, whereas values set to one are represented in white.



Data after filtering in the curvelet domain

Figure 9. Interface response recovered after filtering in the curvelet domain.

To investigate the sensitivity of the aforementioned methods to non-coherent noise, different levels of WGN were added to the electric data, corresponding to signal-to-noise (S/N) ratios of 5, 10, 20 and 50. The results are displayed in Fig. 11. Radon domain filtering seems less affected by non-coherent noise than the other filtering techniques, for which it becomes hard to recover the IR under a S/N ratio of 5. This result can be explained by the very nature of the Radon transform, for which data are summed along slanting lines: adding together a series of small perturbations of opposite signs overall helps reduce the non-coherent noise.

Until now, we have worked with a ‘type II/type I’ ratio of 0.1, a fairly favourable case for which the maximum amplitude of the IR amplitude is only 10 times weaker than the amplitude of the coseismic surface waves electric field amplitudes. However, according to the modelling tests we ran, this ratio may be much smaller. To account for a more realistic situation, we have tested our filtering techniques on data with a ‘type II/type I’ ratio of 0.01.

Although the IRs modelled in both tests have the same dip (i.e. both of them are horizontal), applying the different filters with the same parameters as the ones previously used grants poor results, with the recovered amplitude patterns being deformed. To remove the much stronger surrounding coseismic signal, one needs to adjust the parameters to create narrower filters than the ones used before. The results on the amplitude distribution are displayed in Fig. 12. The new parameters used to filter out these data are:

(1) **Frequency-wavenumber $f - k$ filtering:** data points with velocities above 5128 m s^{-1} were kept, although those with velocities smaller than 4166 m s^{-1} were zeroed out.

(2) **Radon filtering:** data points with velocities above 5555 m s^{-1} were kept, although those with velocities smaller than 3030 m s^{-1} were zeroed out.

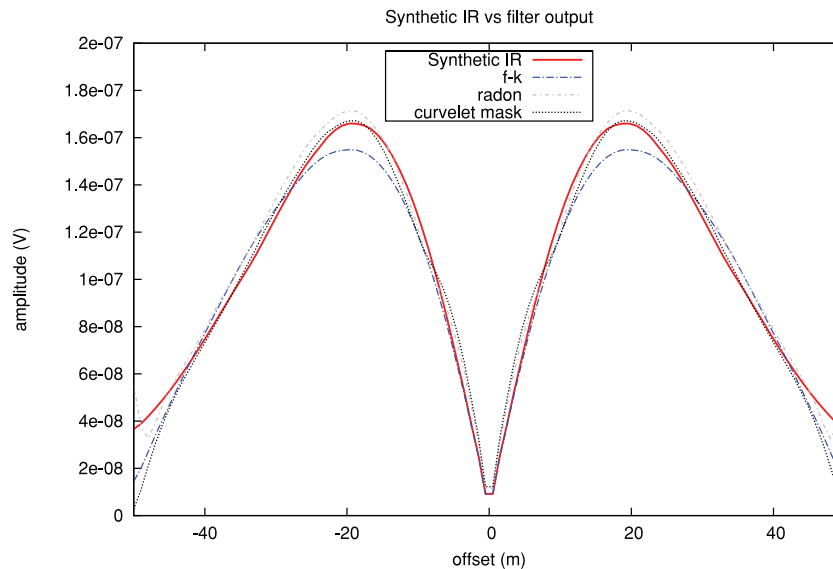


Figure 10. Amplitude distribution for the interface response recovered through various wave separation techniques: $f - k$ filtering, Radon domain filtering and filtering in the curvelet domain. The amplitude pattern for the synthetic interface response from Fig. 4(d) was also displayed for comparison. Note that although Radon domain filtering preserves the relative amplitudes, the distribution recovered through this method had to be multiplied by an arbitrary factor to match the theoretical response.

(3) **Curvelet domain filtering:** we modified the threshold function $\Gamma(l)$ to make it slightly narrower by multiplying the term under the exponential by 2.5.

Both the $f - k$ and the Radon outputs display an unexpected decrease in amplitude near the offset for which they should be maximal. This decrease indeed corresponds to the portion of coseismic signal that could not be removed through filtering, thus interfering with the IR. The results obtained through curvelet filtering seem to better fit the theoretical IR.

5 FILTERING FIELD OBSERVATIONS

The data used to test the filtering techniques are those presented by Garambois & Dietrich (2001). They were acquired along the Fier river, near Annecy (France). The subsurface in this area consists of alluvial deposits interwoven with gravel, sand and clay layers down to a depth of 150 m, with a water table located at a depth of 1.5 m. Fig. 13 displays the electric field obtained by using an explosive source consisting of a 200 g dynamite charge buried 1 m below the surface. Twenty-four 1-m-long dipoles were deployed on either sides of the shotpoint, with a receiver pair located 5 m from the shotpoint, and dipoles evenly spaced between 10 and 30 m, with a 1 m receiver spacing.

Several harmonics of the power line frequency (50 Hz) taint the signal: we applied the ‘block subtraction’ method (Butler 1993) to reduce this noise. This method involves recording data during a time interval for which the non-harmonic components of the signal are assumed negligible, typically before triggering the source. The obtained noise block is then shifted and subtracted from the original record. As no electric data were recorded before triggering the source, the record’s last 200 samples (i.e. the last 0.02 s) were supposed free of any signal; an estimate of the harmonic noise was built from this block, which was then removed from the original data.

Coseismic Rayleigh waves clearly dominate the record, but high-frequency events can also be seen. Garambois & Dietrich (2001)

highlighted these by applying a simple zero-phase bandpass filter between 160 and 600 Hz. Three elements were invoked to relate these events to the IR: (1) their opposite polarities on either sides of the shotpoint, (2) their amplitude distribution, which does not decrease as rapidly as it would be the case for coseismic arrivals and (3) their high apparent velocity.

$f - k$, Radon and curvelet filters were applied to these data, after a preliminary high-pass filter was used to remove events of frequency below $f_c = 40$ Hz. Results are displayed in Fig. 14, for two selected time windows containing three IRs labelled A, C and D, which were discussed in Garambois & Dietrich (2001). For the sake of comparison, Fig. 14 also displays the original seismoelectric data before filtering (a and b), as well as the bandpass filtered data (a* and b*), using the 160–600 Hz filter formerly used in Garambois & Dietrich (2001). Near-offset traces at ± 5 m were used only with the bandpass and $f - k$ filter. The programs used for Radon and curvelet filtering required regular spatial sampling, so we processed only the traces located between ± 10 and 30 m.

All four filtering techniques allow to successfully enhance the IRs. The bandpass filtering output is relatively noisy compared to the output obtained with other methods, especially for later arrival times, as can be seen in Fig. 14(b*). However, the bandpass filter works quite well at highlighting the investigated events. This good performance raised the question of why bothering to deploy more complex methods. It should be stressed that this decent performance is rather an exception than the common rule, as IRs have often been reported to exhibit the same frequency content as the seismic waves that created them (Pride & Garambois 2002; Haines *et al.* 2007b). Furthermore, looking at the central traces after 10 ms (Fig. 14a*) shows that part of the total coseismic energy was not rejected through bandpass filtering: this residual coseismic signal indeed calls for the use of other filters. Results obtained through Radon filtering seem artificially biased towards lower frequencies: although the recovered seismoelectrograms look cleaner than those obtained through bandpass or $f - k$ filtering, the events lose much of their sharpness at greater offsets, therefore being harder to precisely locate in time. Of all four methods, curvelet filtering seems to grant

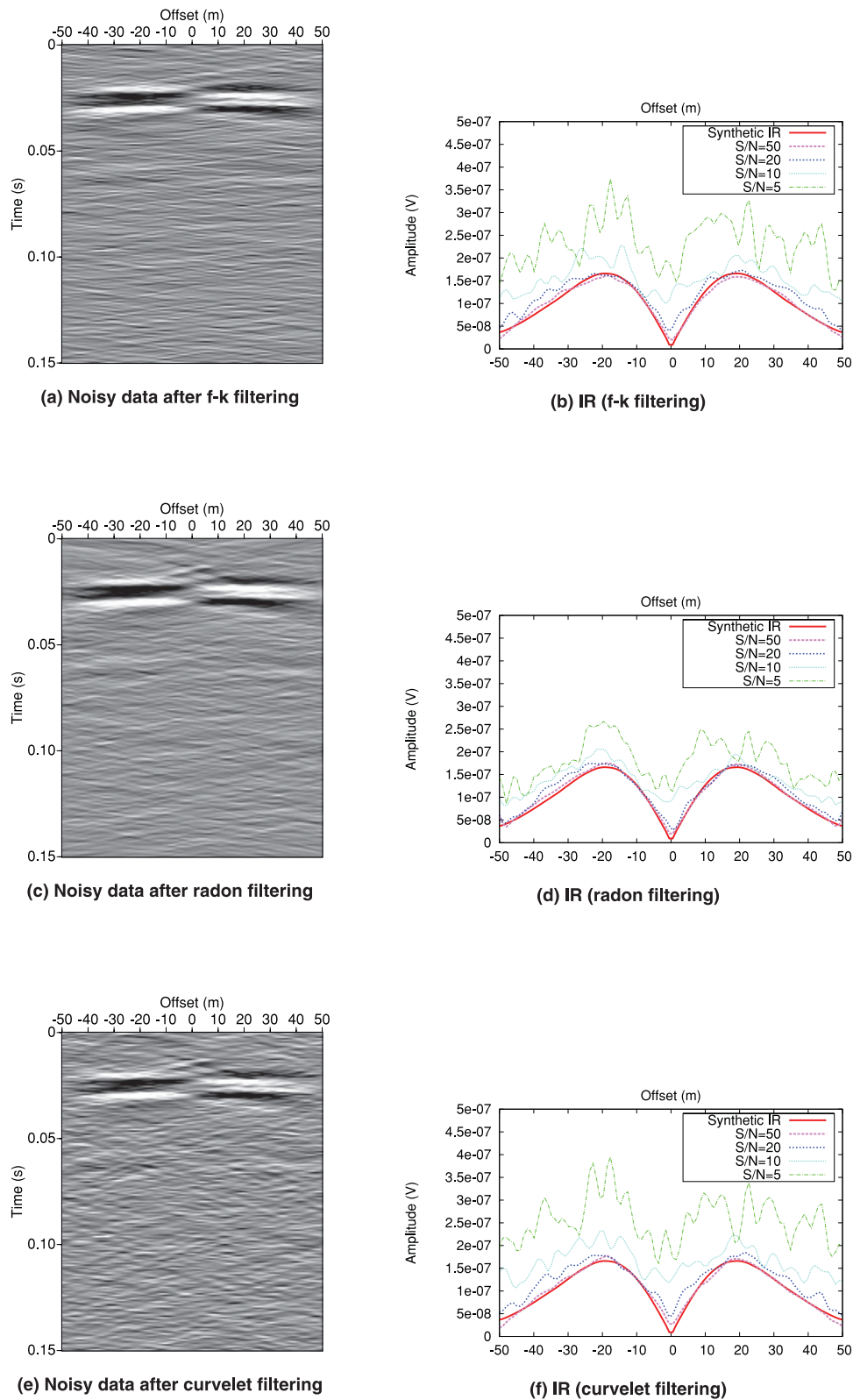


Figure 11. Sensitivity of the wave-separation techniques to White Gaussian Noise. Examples of noisy recordings are displayed on the left-hand side figures ((a) $(f - k)$, (c) $(\tau - p)$ and (e) filtering in the curvelet domain). The associated amplitude patterns for different S/N are plotted on (b), (d) and (f).

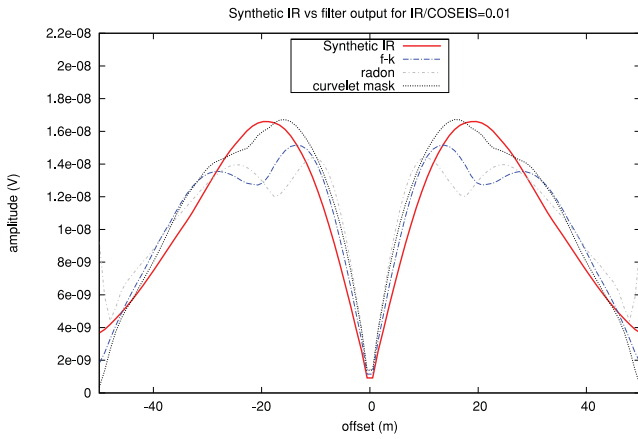


Figure 12. Amplitude distribution for the interface response recovered through various wave separation techniques: $f - k$ filtering, Radon domain filtering and filtering in the curvelet domain, this time using a ‘type I/type II’ ratio of 0.01 (i.e. for which the interface response is at least 100 times smaller than the maximum coseismic amplitude). The amplitude pattern for the synthetic interface response from Fig. 4(d) was also displayed for comparison.

the best results. It works better at early times than the other filters, highlighting an event at 5 ms that was barely visible on the original data and on the $f - k$ output. One may argue that the electrograms obtained after Radon and curvelet filtering look fairly similar: it is therefore necessary to take a look at the way these filtering techniques affect the signal amplitudes to distinguish the benefits of the curvelet approach.

The amplitude distributions recovered after filtering for event A are displayed in Fig. 15. For this specific event, it can be said that the radiation pattern recovered through curvelet filtering output resembles the most to the bandpass filtering output. This similarity is not surprising as we zeroed both the higher and lower scales (i.e. the central tile and outer corona) during the curvelet filtering process. This similarity between both methods was less obvious for events C and D, for which the results are not displayed here. However, a feature common to all three events is that both $f - k$ and Radon methods seem to slightly underestimate the signal

amplitude compared to the curvelet technique, as was predicted by our modelling tests (Fig. 12).

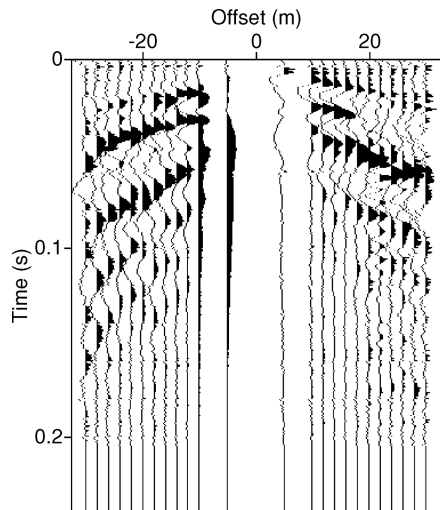
6 CONCLUSION AND PERSPECTIVES

When working with seismoelectric surface acquisition geometries, only the IR (or type II signal) can illuminate conversions at depth, as opposed to the coseismic wavefield (or type I signal), which provides information limited to the vicinity of the receivers. Therefore, extracting type II signals from the seismoelectrograms is a crucial step in the seismoelectric data processing workflow. Unfortunately, it is also a difficult one, as these arrivals usually display weak amplitudes. Merely highlighting the IRs can be achieved through common ‘dip-based’ procedures taking advantage of the EM velocity at which they travel, which is several orders of magnitude greater than those of the coseismic waves.

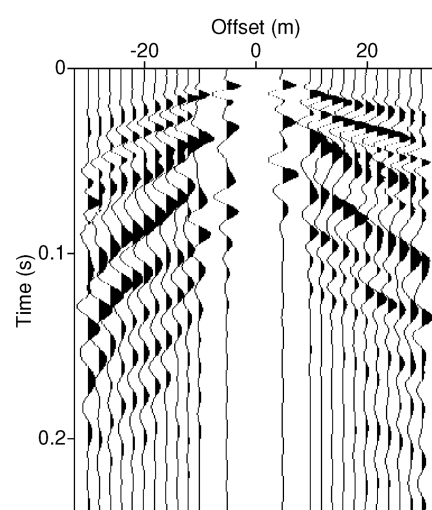
However, these methods may alter signal amplitudes which are useful when trying to characterize reservoir geometries (Thompson *et al.* 2007).

In this paper, we studied the effect of various filtering methods on type II signal amplitudes and waveforms. We introduced a new filtering procedure, based on specific 2-D multiscale and multidirectional wavelets called ‘curvelets’. This method combines our prior knowledge of the coseismic wavefield deduced from the seismic accelerations with our prior knowledge of the zero-slowness exhibited by IRs, by using a Gaussian threshold function centred around the horizontal dips.

This filtering strategy in curvelet domain was compared to two dip-based methods, the $f - k$ and Radon domain filters. When applied to synthetic data with a type II/type I ratio of 0.1, this new method provided the best results in terms of amplitude preservation: the radiation pattern recovered through this procedure closely resembled the theoretical amplitude distribution that we modelled independently from the coseismic wavefield. However, the similarity between both plots was not convincing for large offsets, for which the IR was artificially truncated. As the smoothness of the seismoelectric wave front was locally disturbed, it could no longer be properly described by curvelets. These results were confirmed for a less favourable but more realistic type



(a) Horizontal electric field E_x



(b) Horizontal displacement u_x

Figure 13. Electric and seismic data acquired near the Fier river in Annecy, France (Garambois & Dietrich 2001). Block subtraction was performed on the electric data to remove the power line harmonics.

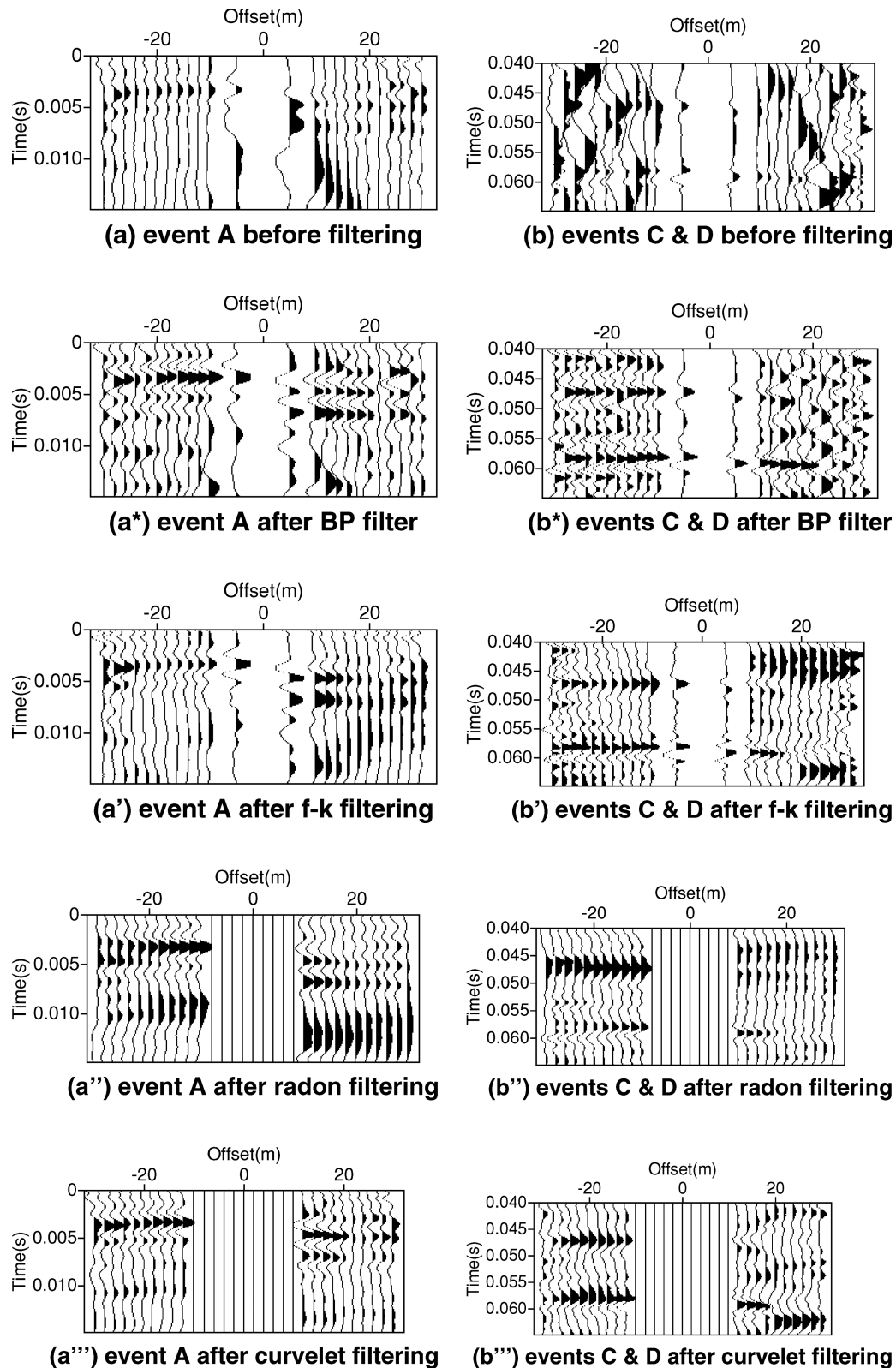


Figure 14. Measured electric field signals, before (a and b) and after bandpass filtering (a* and b*), $f - k$ filtering (a' and b'), Radon domain filtering (a'' and b'') and curvelet filtering (a''' and b'''). Events A, C and D were discussed in Garambois & Dietrich (2001).

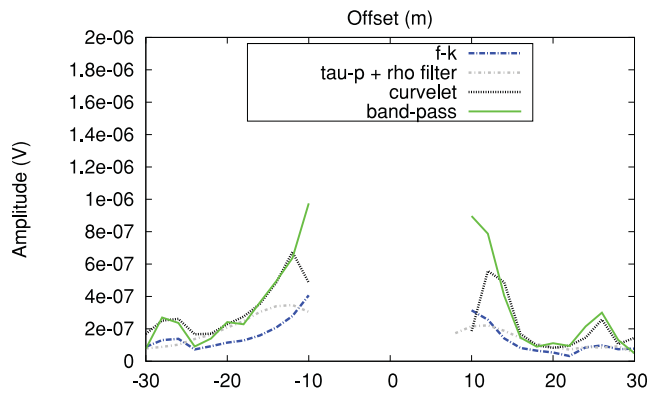


Figure 15. Amplitude distribution for event A after applying different filtering techniques. Results for offsets between 10 m were not displayed as these central traces were not used for curvelet and Radon filtering.

II/type I ratio of 0.01. We also tested the sensitivity of all three methods to various levels of WGN: it turned out that Radon filtering was less affected by this non-coherent noise than other techniques.

We also tested these techniques with a set of real data acquired by Garambois & Dietrich (2001) in sedimentary deposits. We compared our results with those obtained with a simple bandpass filter applied by the authors. Curvelet filtering enabled to successfully recover all three previously investigated IRs, although returning a radiation pattern very similar to the one obtained through bandpass filtering in the case of the earliest event. As it was predicted by our simulations, $f - k$ filtering seemed to underestimate the signal amplitudes compared to curvelet filtering and amplitude-corrected Radon filtering, the correction being performed either by multiplying the filter output by an arbitrary factor or by applying a ρ filter. It can also be added that the Radon transform appeared to bias the data towards the low frequencies. Overall, curvelet filtering seemed to work better than the other methods, revealing flat events that were barely visible through the use of other filtering techniques.

At the moment, our understanding of the relation between the full coseismic wavefield and the seismic displacements/velocities/accelerations remains unclear. For the case of a simple homogeneous and isotropic space and by working in the low-frequency range, Garambois & Dietrich (2001) have derived the transfer function relating the volume waves acceleration and their associated coseismic electric field. Such a transfer function has not yet been established for surface waves but would constitute a crucial step in the coseismic wavefield removal process. One could bring our work one step further by devising a wave-separation method combining (1) classical ‘dip-based’ filters to remove only low-velocity surface waves with (2) further filtering taking advantage of our knowledge of the transfer function between volume waves and their coseismic counterparts to elaborate a more refined mask in the curvelet domain.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by CNRS. As part of the TRANSient ElectroKinetics (TRANSEK) project, this work was supported by the National Research Agency. The authors would like to thank Niels Grobbe and one anonymous reviewer for their comments. SW

would also like to thank Michel Dietrich and Seth S. Haines for their advice.

REFERENCES

- Allègre, V., Jouniaux, L., Lehmann, F. & Sailhac, P., 2010. Streaming potential dependence on water-content in Fontainebleau sand, *Geophys. J. Int.*, **182**, 1248–1266.
- Allègre, V., Lehmann, F., Ackerer, P., Jouniaux, L. & Sailhac, P., 2012. A 1D modelling of streaming potential dependence on water content during drainage experiment in sand, *Geophys. J. Int.*, **189**(1), 285–295.
- Antoine, J., Carrette, P., Murenzi, R. & Piette, B., 1993. Image analysis with two-dimensional continuous wavelet transform, *Signal Process.*, **31**, 241–272.
- Block, G.I. & Harris, J.G., 2006. Conductivity dependence of seismoelectric wave phenomena in fluid-saturated sediments, *J. geophys. Res.*, **111**, B01304, doi:10.1029/2005JB003798.
- Boeniger, U., Herrmann, F.J. & Yarham C., 2006. Curvelet-based ground roll removal, *Seg Tech. Program Expanded Abstr.*, **25**(1), 2777–2782.
- Bordes, C., Jouniaux, L., Dietrich, M., Pozzi, J.-P. & Garambois, S., 2006. First laboratory measurements of seismo-magnetic conversions in fluid-filled Fontainebleau sand, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L01302, doi:10.1029/2005GL024582.
- Bordes, C., Jouniaux, L., Garambois, S., Dietrich, M., Pozzi, J.-P. & Gaffet, S., 2008. Evidence of the theoretically predicted seismo-magnetic conversion, *Geophys. J. Int.*, **174**, 489–504.
- Bouchon, M., 1981. A simple method to calculate Green’s functions for elastic layered media, *Bull. seism. Soc. Am.*, **71**(4), 959–971.
- Bouchon, M. & Aki, K., 1977. Discrete wave-number representation of seismic-source wave fields, *Bull. seism. Soc. Am.*, **67**(2), 259–277.
- Butler, K.E., 1993. Subtraction of powerline harmonics from geophysical records, *Geophysics*, **58**(6), 898–903, doi:10.1190/1.1443474.
- Candès, E., 1998. Ridgelets: theory and applications, *PhD thesis*, Department of Statistics, Stanford University.
- Candès, E. & Donoho, D., 1999a. Ridgelets: the key to high dimensional intermittency?, *Phil. Trans. R. Soc. Lond., A*, **357**, 2495–2509.
- Candès, E. & Donoho, D., 1999b. Curvelets—a surprisingly effective non-adaptive representation for objects with edges, in *Curve and Surface Fitting*, eds Cohen, A., Rabut, C. & Schumaker, L.L., Vanderbilt University Press, Nashville, TN.
- Candès, E.J. & Demanet, L., 2005. The curvelet representation of wave propagators is optimally sparse, *Commun Pure Appl. Math.*, **58**(11), 1472–1528.
- Candès, E., Demanet, L., Donoho, D. & Ying, L., 2006. Fast discrete curvelet transforms, *Multiscale Model. Simul.*, **5**(3), 861–899, doi:10.1137/05064182X.
- Chauris, H. & Nguyen, T., 2008. Seismic demigration/migration in the curvelet domain, *Geophysics*, **73**(2), S35–S46.
- Chen, B. & Mu, Y., 2005. Experimental studies of seismoelectric effects in fluid-saturated porous media, *J. geophys. Eng.*, **2**, 222–230.
- Claerbout, J.F., 1986. Imaging the earth’s interior, *Geophys. J. Int.*, **86**(1), 217–217.
- Coifman, R.R. & Donoho, D.L., 1995. Translation-invariant denoising, Tech. Rep., CiteSeerX.
- Daubechies, I., 1992. *Ten Lectures on Wavelets*, Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA.
- Davis, J.A., James, R.O. & Leckie, J., 1978. Surface ionization and complexation at the oxide/water interface, *J. Colloid Interface Sci.*, **63**, 480–499.
- Dunne, J. & Beresford, G., 1995. A review of the t-p transform, its implementation and its applications in seismic processing, *Explor. Geophys.*, **26**(1), 19–36.
- Dupuis, J.C. & Butler, K.E., 2006. Vertical seismoelectric profiling in a borehole penetrating glaciofluvial sediments, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, 5, doi:10.1029/2006GL026385.
- Dupuis, J.C., Butler, K.E. & Kepic, A.W., 2007. Seismoelectric imaging of the vadose zone of a sand aquifer, *Geophysics*, **72**(6), A81–A85, doi:10.1190/1.2773780.

- Dupuis, J.C., Butler, K.E., Kepic, A.W. & Harris, B.D., 2009. Anatomy of a seismoelectric conversion: measurements and conceptual modeling in boreholes penetrating a sandy aquifer, *J. geophys. Res.*, **114**, 9, doi:10.1029/2008JB005939.
- Fadili, M. J. & Starck, J.-L., 2009. Curvelets and ridgelets, In *Encyclopedia of Complexity and Systems Science*, Vol. 3, pp. 1718–1738, ed. Robert, M., Springer, New York.
- Gao, Y. & Hu, H., 2010. Seismoelectromagnetic waves radiated by a double-couple source in a saturated porous medium, *Geophys. J. Int.*, **181**(2), 873–896.
- Garambois, S. & Dietrich, M., 2001. Seismoelectric wave conversions in porous media: field measurements and transfer function analysis, *Geophysics*, **66**(5), 1417–1430.
- Garambois, S. & Dietrich, M., 2002. Full waveform numerical simulations of seismoelectromagnetic wave conversions in fluid-saturated stratified porous media, *J. geophys. Res.*, **107**, 18, doi:10.1029/2001JB000316.
- Guan, W., Hu, H. & Wang, Z., 2012. Permeability inversion from low frequency seismoelectric logs in fluid saturated porous formations, *Geophys. Prospect.*, in press, doi:10.1111/j.1365-2478.2012.01053.x
- Guichet, X., Jouniaux, L. & Catel, N., 2006. Modification of streaming potential by precipitation of calcite in a sand-water system: laboratory measurements in the pH range from 4 to 12, *Geophys. J. Int.*, **166**, 445–460.
- Haartsen, M.W. & Pride, S.R., 1997. Electro seismic waves from point sources in layered media, *J. geophys. Res.*, **102**(B11), 24 745–24 769.
- Haines S.S., 2004. Seismoelectric imaging of shallow targets, *PhD thesis*, Stanford University.
- Haines, S.S. & Pride, S.R., 2006. Seismoelectric numerical modeling on a grid, *Geophysics*, **71**(6), N57–N65.
- Haines, S.S., Guitton, A. & Biondi, B., 2007a. Seismoelectric data processing for surface surveys of shallow targets, *Geophysics*, **72**(2), G1–G8.
- Haines, S.S., Pride, S.R., Klemperer, S.L. & Biondi, B., 2007b. Seismoelectric imaging of shallow targets, *Geophysics*, **72**(2), G9–G20, doi:10.1190/1.2428267.
- Hase, H., Ishido, T., Takakura, S., Hashimoto, T., Sato, K. & Tanaka, Y., 2003. Zeta potential measurement of volcanic rocks from Aso caldera, *Geophys. Res. Lett.*, **23**(30), doi:10.1029/2003GL018694.
- Herrmann, F.J., Wang, D. & Verschuur, D.J.E., 2008. Adaptive curvelet-domain primary-multiple separation, *Geophysics*, **73**(3), A17–A21.
- Holschneider, M., 1991. Inverse Radon transforms through inverse wavelet transforms, *Inverse Probl.*, **7**, 853–861.
- Hu, H. & Gao, Y., 2011. Electromagnetic field generated by a finite fault due to electrokinetic effect, *J. geophys. Res.*, **116**, 14, doi:10.1029/2010JB007958.
- Hu, H., Guan, W. & Harris, J.M., 2007. Theoretical simulation of electroacoustic borehole logging in a fluid saturated porous formation, *J. acoust. Soc. Am.*, **122**(1), 135–145.
- Hunt, C.W. & Worthington, M.H., 2000. Borehole electrokinetic responses in fracture dominated hydraulically conductive zones, *Geophys. Res. Lett.*, **27**(9), 1315–1318.
- Jaafar, M.Z., Vinogradov, J. & Jackson, M.D., 2009. Measurement of streaming potential coupling coefficient in sandstones saturated with high salinity NACL brine, *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L21306, doi:10.1029/2009GL040549.
- Johnson, D.L., Koplik, J. & Dashen, R., 1987. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid saturated porous media, *J. Fluid. Mech.*, **176**, 379–402, doi:10.1017/S0022112087000727.
- Jouniaux, L. & Ishido, T., 2012. Electrokinetics in earth sciences: A tutorial, *Int. J. Geophysics*, **2012**, 1–16.
- Jouniaux, L., Pozzi, J.-P., Berthier, J. & Massé, P., 1999. Detection of fluid flow variations at the Nankai trough by electric and magnetic measurements in boreholes or at the seafloor, *J. geophys. Res.*, **104**, 29 293–29 309.
- Jouniaux, L., Maineult, A., Naudet, V., Pessel, M. & Sailhac, P., 2009. Review of self-potential methods in hydrogeophysics, *C. R. Geosci.*, **341**(10–11), 928–936.
- Kennett, B.L.N. & Kerry, N.J., 1979. Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J. Int.*, **57**(3), 557–583.
- Ma, J. & Plonka, G., 2010. The curvelet transform: a review of recent applications., *IEEE Signal Process. Mag.*, **27**(2), doi:10.1109/MSP.2009.935453.
- Mallat, S., 1999. *A Wavelet Tour of Signal Processing*, Academic Press, New York, NY.
- Mauri, G., Williams-Jones, G. & Saracco, G., 2010. Depth determinations of shallow hydrothermal system by self-potential and multi-scale wavelet tomography, *J. Volc. Geotherm. Res.*, **191**, 233–244.
- Mauri, G., Williams-Jones, G., Saracco, G. & Zurek, J., 2012. A geochemical and geophysical investigation of the hydrothermal complex of Masaya volcano, Nicaragua, *J. Volc. Geotherm. Res.*, **227–228**, 15–31.
- Mikhailov, O.V., Queen, J. & Toksöz, M.N., 2000. Using borehole electro-seismic measurements to detect and characterize fractured (permeable) zones, *Geophysics*, **65**(4), 1098–1112.
- Moon, W., Carswell, A., Tang, R. & Dillistone, C., 1986. Radon transform wave field separation for vertical seismic profiling data, *Geophysics*, **51**(4), 940–947.
- Moreau, F., Gibert, D., Holschneider, M. & Saracco, G., 1997. Wavelet analysis of potential fields, *Inverse Probl.*, **13**(1), 165–178.
- Murenzi, R., 1990. Ondelettes multidimensionnelles et applications à l'analyse d'images, *Doctoral Thesis*, Catholic University of Louvain, p. 217.
- Pain, C., Saunders, J.H., Worthington, M.H., Singer, J.M., Stuart-Bruges, C.W., Mason, G. & Goddard, A., 2005. A mixed finite-element method for solving the poroelastic Biot equations with electrokinetic coupling, *Geophys. J. Int.*, **160**, 592–608.
- Pride, S., 1994. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media, *Phys. Rev.*, **50**(21), 15 678–15 696.
- Pride, S. & Morgan, F.D., 1991. Electrokinetic dissipation induced by seismic waves, *Geophysics*, **56**(7), 914–925.
- Pride, S.R. & Garambois, S., 2002. The role of Biot slow waves in electro seismic wave phenomena, *J. acoust. Soc. Am.*, **111**(2), 697–706, doi:10.1121/1.1436066.
- Pride, S.R. & Garambois, S., 2005. Electro seismic wave theory of frenkel and more recent developments, *J. Eng. Mech.*, **131**(9), 898–907.
- Rosid, M. & Kepic, A., 2005. Hydrogeological mapping using the seismoelectric method, *Explor. Geophys.*, **36**(2), 245–249.
- Roueff, A., Chanussot, J. & Mars, J.L., 2006. Estimation of polarization parameters using timefrequency representations and its application to waves separation, *Signal Process.*, **86**(12), 3714–3731.
- Saab, R., Wang, D., Yilmaz, O. & Herrmann, F.J., 2007. Curvelet-based primary-multiple separation from a Bayesian perspective, *SEG Expanded Abstracts*, **26**, 2510–2514, doi:10.1190/1.2792988.
- Saracco, G., Moreau, F., Mathé, P., Hermitte, D. & Michel, J., 2007. Multi-scale tomography of buried magnetic structures: its use in the localization and characterization of archeological structures, *Geophys. J. Int.*, **171**, 87–103.
- Schakel, M. & Smeulders, D., 2010. Seismoelectric reflection and transmission at a fluid/porous-medium interface, *J. acoust. Soc. Am.*, **127**(1), 13–21, doi:10.1121/1.3263613.
- Schakel, M., Smeulders, D., Slob, E. & Heller, H., 2012. Seismoelectric fluid/porous-medium interface response model and measurements, *Transp. Porous Media*, **93**, 271–282.
- Schakel, M.D., Smeulders, D.M.J., Slob, E.C. & Heller, H.K.J., 2011. Seismoelectric interface response: experimental results and forward model, *Geophysics*, **76**(4), N29–N36.
- Schoemaker, F.C., Grobde, N., de Ridder, S.A.L., Slob, E.C. & Smeulders, D.M.J., 2012. Experimental validation of the electrokinetic theory and development of seismoelectric interferometry by cross-correlation, *Int. J. Geophysics*, in press.
- Strahser M. H. P., 2007. Polarisation and slowness of seismoelectric signals: a case study, *Near Surf. Geophys.*, **5**, 97–114, doi:10.3997/1873-0604.2006022.
- Strahser, M., Jouniaux, L., Sailhac, P., Matthey, P. & Zillmer, M., 2011. Dependence of seismoelectric amplitudes on water content, *Geophys. J. Int.*, **187**(3), 1378–1392.
- Thompson, A.H. & Gist, G.A., 1993. Geophysical applications of electrokinetic conversion, *The Leading Edge*, **12**(12), 1169–1173, doi:10.1190/1.1436931.

- Thompson, A.H. *et al.*, 2005. Field tests of electroseismic hydrocarbon detection, *SEG Expanded Abstracts*, **24**, doi:10.1190/1.2144382, 565–568.
- Thompson, A.H., Sumner, J.R. & Hornbostel, S.C., 2007. Electromagnetic-to-seismic conversion, *The Leading Edge*, **26**(4), 428–435.
- Tosha, T., Matsushima, N. & Ishido, T., 2003. Zeta potential measured for an intact granite sample at temperatures to 200°C, *Geophys. Res. Lett.*, **30**(6).
- Wang, D., Saab, R., Yilmaz, O. & Herrmann, F.J., 2007. Recent results in curvelet-based primary-multiple separation: application to real data, *SEG Expanded Abstracts*, **26**, 2500–2504, doi:10.1190/1.2792986.
- Yarham, C. & Herrmann, F.J., 2008. Bayesian ground-roll separation by curvelet-domain sparsity promotion, *SEG Expanded Abstracts*, **27**, 2576–2580, doi:10.1190/1.3063878.
- Zhang, Z.-Y., Zhang, X.-D., Yu, H.-Y. & Pan, X.-H., 2010. Noise suppression based on a fast discrete curvelet transform, *J. Geophys. Eng.*, **7**(1), 105–112.
- Zheng, J., Yin, X., Zhang, G., Wu, G. & Zhang, Z., 2011. The surface wave suppression using the second generation curvelet transform, *Appl. Geophys.*, **7**(4), 325–335.
- Zhu, Z., Haartsen, M.W. & Toksöz, M.N., 1999. Experimental studies of electrokinetic conversions in fluid-saturated borehole models, *Geophysics*, **64**, 1349–1356.

4.5 Autres applications des curvelets

4.5.1 Débruitage par curvelets

La présence de bruit non cohérent sur les enregistrements sismoélectriques constitue un obstacle considérable à leur analyse. En effet, lorsque le niveau de bruit devient trop important, les diagrammes de radiation des signaux de type II sont déformés. Dans ce cas, leur caractère dipolaire n'apparaît pas nettement, ce qui peut conduire à interpréter par erreur ces signaux comme n'étant pas des réponses interfaciales. Dans l'article reproduit **ci-dessus**, nous avons testé la sensibilité des différentes techniques de séparation d'ondes à l'introduction de bruit blanc gaussien. Il en est ressorti que pour un rapport "Type II / Type I" de 0.1, les réponses interfaciales extraites par filtrage $f-k$ et filtrage en domaine des curvelets sont presque impossibles à discerner au-delà d'un niveau de bruit de 20% ($S/N=5$).

Dans cette section, nous étudions l'apport de la transformée en curvelet au problème de réduction du bruit non cohérent contaminant les données sismoélectriques. Nous appliquons une technique de "débruitage" en domaine des curvelets au résultat du filtrage $f-k$ des données présentées dans l'article, artificiellement contaminées avec 10% de bruit blanc gaussien, avec la commande SU *suaddnoise*.

Nous avons adapté à notre problème le programme de démonstration *Curvelab* permettant de nettoyer une image à laquelle du bruit a préalablement été ajouté. Nous l'avons modifié de sorte à pouvoir importer et traiter des données au format SU.

Le programme applique une FDCT directe à la matrice des données, en utilisant des curvelets aux plus petites échelles (*finest* = 1) ; les autres paramètres sont ceux choisis par défaut dans la version *wrapping* de la FDCT directe. À chaque tuile du tableau de cellules ainsi créé, c'est-à-dire pour chaque couple échelle-orientation (i, j) , on associe un seuil égal à

- $3 * \sigma_{i,j}$ pour toutes les échelles excepté la plus fine.
- $4 * \sigma_{i,j}$ pour l'échelle la plus fine.

où $\sigma_{i,j}$ est le niveau de bruit pour l'échelle i et pour l'orientation j données. Le choix d'un seuil plus élevé pour les échelles fines traduit notre a priori sur le contenu fréquentiel du bruit non-cohérent, supposé élevé.

$\sigma_{i,j}$ est égal au produit entre le niveau de bruit σ choisi par l'utilisateur et la norme l_2 de la curvelet associée. Il y a plusieurs façons de calculer $\sigma_{i,j}$. Nous optons ici pour un calcul exact de la norme l_2 : une FDCT directe est appliquée à une matrice de même dimension que les données initiales et présentant une impulsion en son centre. La norme l_2 de chaque tuile est ensuite calculée, puis multipliée par 3 ou $4*\sigma$ selon l'échelle.

Le programme de démonstration applique un “seuillage dur” T^{hard} aux données :

$$T^{hard}(x) = \begin{cases} x & \text{si } |x| > t \\ 0 & \text{si } |x| \leq t \end{cases} \quad (4.21)$$

Nous l’avons modifié de façon à ce qu’il puisse également appliquer un “seuillage doux” T^{soft} :

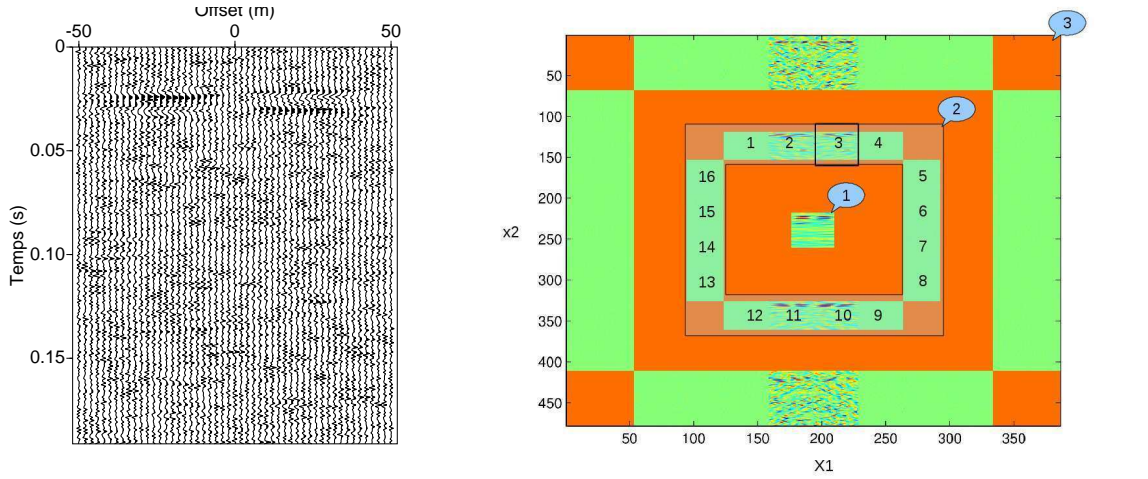
$$T^{soft}(x) = \begin{cases} sgn(x)(|x| - t) & \text{si } |x| > t \\ 0 & \text{si } |x| \leq t \end{cases} \quad (4.22)$$

Nous introduisons un jeu de données bruitées (Figures 4.25 (a) et (b)) : il s’agit d’une réponse interfaciale extraite par filtrage $f - k$ d’un jeu de données sismoélectriques synthétiques contaminé par 10 % de bruit blanc gaussien. Nous comparons les résultats que donnent ces deux seuillages pour la tuile pour l’échelle 2 et l’orientation 3 (Figures 4.25 (c) et (d)) et pour les enregistrements couplets (Figure 4.26). Enfin, nous comparons l’effet de chacune de ces deux approches de seuillage sur les amplitudes de la réponse interfaciale à la Figure 4.27.

Sur les deux enregistrements débruités sont visibles des événements qui ne peuvent être reliés à aucune arrivée sismoélectrique. Il s’agit d’artefacts dus aux discontinuités produites par le seuillage que nous appliquons aux données en domaine des curvelets : ces discontinuités étant plus marquées dans le cas du seuillage dur, les données débruitées avec cette technique présentent d’avantage d’artefacts. Ce phénomène est comparable au phénomène de Gibbs que produirait un seuillage appliqué à des données représentées en domaine de Fourier, hormis que cet effet est plus localisé et que les amplitudes des artefacts sont plus faibles : pour cette raison, on parle de phénomène de *pseudo-Gibbs* (Petrosian et Meyer, 2002). En dépit de son agressivité, le seuillage dur semble la meilleure des deux options car elle altère moins la distribution d’amplitudes de la réponse interfaciale débruitée. Dans les tests précédents, le niveau de bruit σ a été choisi à $8 \cdot 10^{-5}$ après quelques essais. Une approche plus rigoureuse consiste à chercher quel σ permet de se rapprocher au mieux du diagramme de radiation théorique. En faisant varier σ de 10^{-5} à $2 \cdot 10^{-4}$ par pas de 10^{-5} , nous avons trouvé que la valeur $\sigma = 9 \cdot 10^{-5}$ minimise la somme des valeurs absolues des écarts entre la distribution d’amplitude théorique et celle obtenue après débruitage.

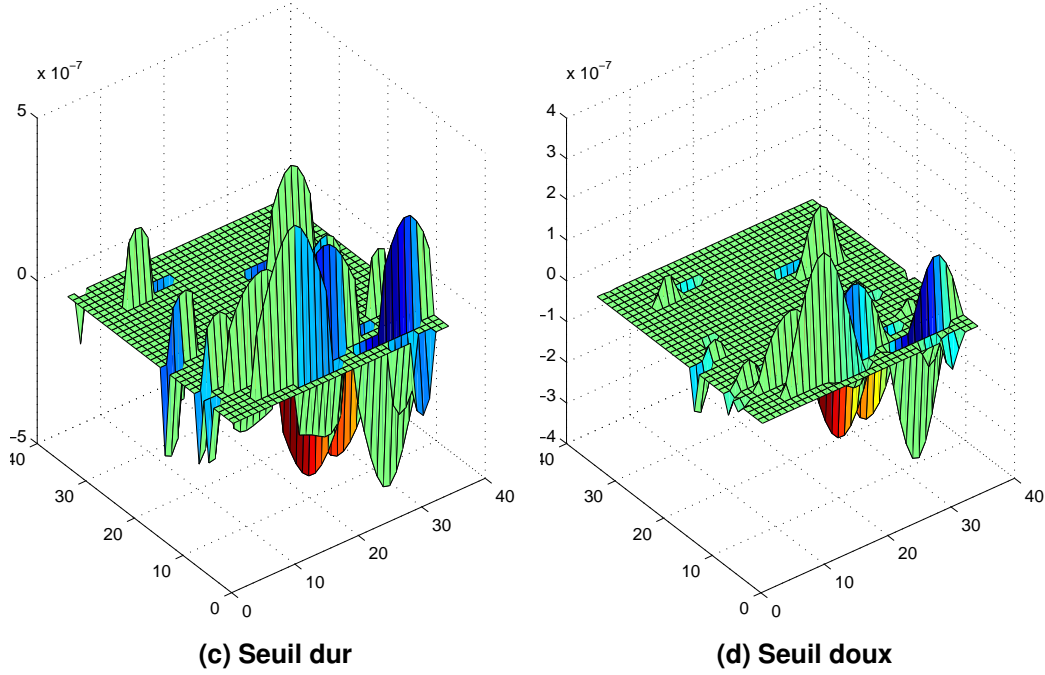
4.5.2 Séparation bayésienne en domaine des curvelets

Le domaine des curvelets, outre le filtrage tel que nous l’avons opéré dans l’article *Curvelet-based seismoelectric data processing*, peut être utilisé dans le cadre d’une démarche bayésienne, proche de celle qu’on utiliserait pour inverser un modèle. Pour amorcer



(a) Données bruitées

(b) Représentation en curvelets des données bruitées



(c) Seuil dur

(d) Seuil doux

FIGURE 4.25 – (a) Réponse interfaciale extraite par filtrage $f - k$ d'un jeu de données contaminé par 10% de bruit blanc gaussien (cf. Figure 12 (a) de l'article présenté à la section 4.4). (b) La même réponse interfaciale représentée en domaine des curvelets pour les échelles (1) à (3). (c) et (d) Zoom sur la tuile à l'échelle 2 et à l'orientation 3 après débruitage par l'application d'un seuillage dur (c) et d'un seuillage doux (d). On a choisi empiriquement $\sigma = 8 \cdot 10^{-5}$. Les axes horizontaux correspondent aux coordonnées locales de la tuile.

ce travail, nous commençons pas suivre une approche similaire à celle récemment introduite par Saab et al. (2007) et Wang et al. (2007) pour séparer les réflexions primaires

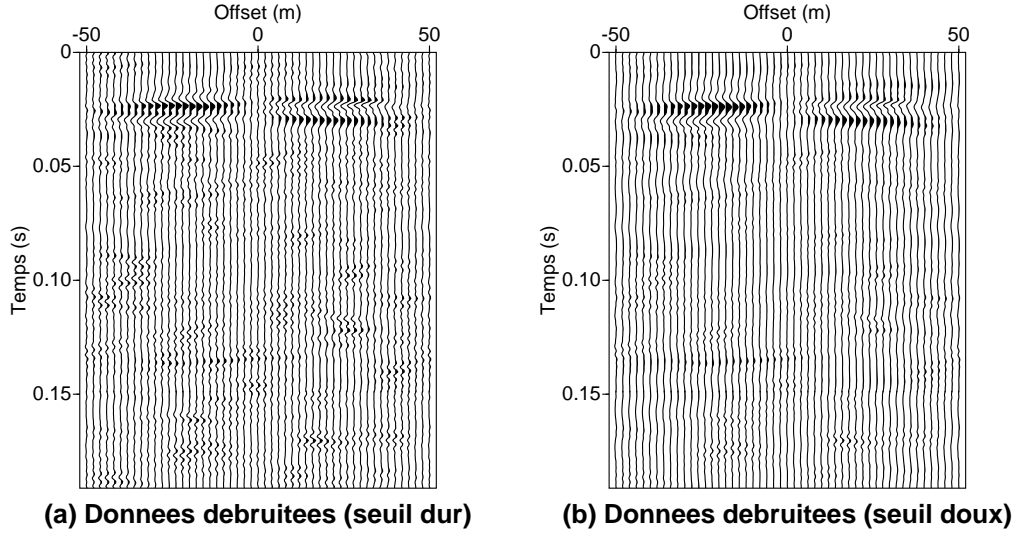


FIGURE 4.26 – Réponse interfaciale récupérée après débruitage (a) Données débruitées au moyen d'un seuillage dur. (b) Données débruitées au moyen d'un seuillage doux.

des multiples.

Cette approche a été adaptée par Boeniger et al. (2006) à la suppression des ondes de surface (le *ground roll*) des données sismiques. Nous nous proposons ici d'appliquer cette méthode à notre problème de séparation d'ondes.

Les données sismoélectriques totales \mathbf{b} peuvent s'écrire comme la somme des réponses interfaciales \mathbf{s}_1 avec les signaux cosismiques \mathbf{s}_2 , à laquelle vient s'ajouter une composante de bruit \mathbf{n} , un vecteur de bruit blanc gaussien à moyenne nulle, de déviation standard σ :

$$\mathbf{b} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2 + \mathbf{n} \quad (4.23)$$

Notre objectif est, en nous appuyant sur notre connaissance *a priori* de \mathbf{s}_1 et de \mathbf{s}_2 , de produire une estimation de chacune de ces deux composantes. Ces estimations, notées \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 , sont exprimées dans le domaine des curvelets sous la forme de vecteurs dont les coefficients sont ceux de la transformée en curvelet des signaux *a posteriori*. On note \mathbf{b}_1 la réponse interfaciale *a priori* et \mathbf{b}_2 le signal cosismique *a priori* qui interviennent dans la mise au point des seuils qui contrôlent la séparation. Il est important de bien les choisir car de mauvaises prédictions conduisent à des estimations erronées. Ainsi, en utilisant la transformée en curvelet inverse :

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_1 &= \mathbf{A}\mathbf{x}_1 + \mathbf{n}_1 \\ \mathbf{b}_2 &= \mathbf{A}\mathbf{x}_2 + \mathbf{n}_2 \end{aligned} \quad (4.24)$$

où \mathbf{A} est la matrice de synthèse des curvelets (*curvelet synthesis matrix*) et \mathbf{n}_1 et \mathbf{n}_2

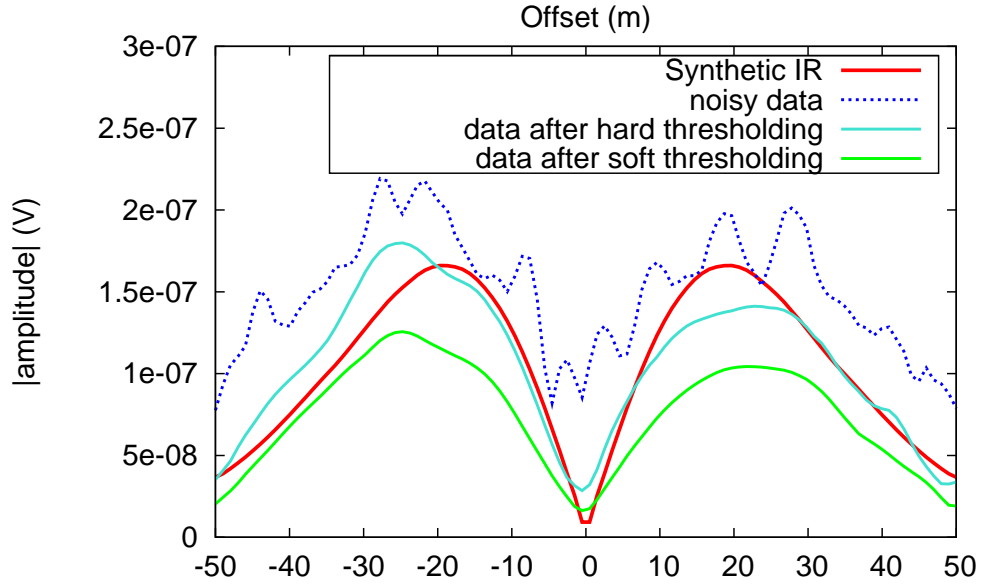


FIGURE 4.27 – Résultats du débruitage sur les amplitudes de la réponse interfaciale. On travaille avec le même jeu de données qu'à la figure 4.25. La réponse interfaciale bruitée extraite par filtrage $f - k$ est représentée en bleu. Les résultats du débruitage par seuillage dur sont affichés en turquoise, ceux obtenus par seuillage doux en vert. Le diagramme de radiation théorique de la réponse interfaciale a également été représenté en rouge pour comparaison. On a choisi empiriquement $\sigma = 8 \cdot 10^{-5}$.

deux bruits blancs Gaussiens indépendants.

Dans le cas de l'élimination des multiples, les signaux obtenus après une première étape de SRME (*Surface Related Multiple Elimination*) sont un bon exemple de prédiction des réflexions primaires. Pour le problème qui nous intéresse, on peut choisir comme réponse interfaciale *a priori* \mathbf{b}_1 les résultats d'un premier filtrage avec l'un des filtres présentés précédemment ($f - k$, $\tau - p$ ou encore notre masque en domaine des curvelets). On peut alors en déduire le champ d'onde cosismique *a priori* \mathbf{b}_2 en soustrayant cette prédiction de la réponse interfaciale des données totales : $\mathbf{b}_2 = \mathbf{b} - \mathbf{b}_1$.

D'un point de vue bayésien, notre objectif revient à trouver \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 de sorte que la probabilité conditionnelle $P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2 | \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$ soit la plus grande possible. Or d'après le théorème de Bayes :

$$\begin{aligned}
P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2 | \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) &= \frac{P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)P(\mathbf{b}_1 | \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)P(\mathbf{b}_2 | \mathbf{b}_1, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)}{P(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)} \\
&= \frac{P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)P(\mathbf{n})P(\mathbf{n}_2)}{P(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)}
\end{aligned} \tag{4.25}$$

\mathbf{b}_1 et \mathbf{b}_2 sont connues et correspondent aux prédictions faites pour chaque composante du signal. Maximiser $P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2 | \mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2)$ revient donc à maximiser $P(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)P(\mathbf{n})P(\mathbf{n}_2)$. En supposant les composantes \mathbf{n} et \mathbf{n}_2 indépendantes (et ayant éventuellement des variances différentes) et \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 comme suivant des distributions laplaciennes indépendantes, notre problème revient à minimiser la fonction objectif :

$$\begin{aligned}
f(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) &= \lambda_1 \|\mathbf{x}_1\|_{1, \mathbf{w}_1} + \lambda_2 \|\mathbf{x}_2\|_{1, \mathbf{w}_2} + \|\mathbf{A}\mathbf{x}_2 - \mathbf{b}_2\|_2^2 \\
&\quad + \eta \|\mathbf{A}(\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1) - (\mathbf{b})\|_2^2
\end{aligned} \tag{4.26}$$

L'Équation 4.26 introduit les paramètres λ_1 , λ_2 et η . λ_1 et λ_2 permettent à l'utilisateur de spécifier à quel point chaque composante du signal est clairsemée (*sparse*). Pour le jeu de données que nous avons modélisé avec SKB, nous avons choisi $\lambda_1 < \lambda_2$. En effet, pour ce jeu de données, la réponse interfaciale est moins clairsemée que le champ d'onde cosismique, comme on peut le voir à la Figure 4.28.

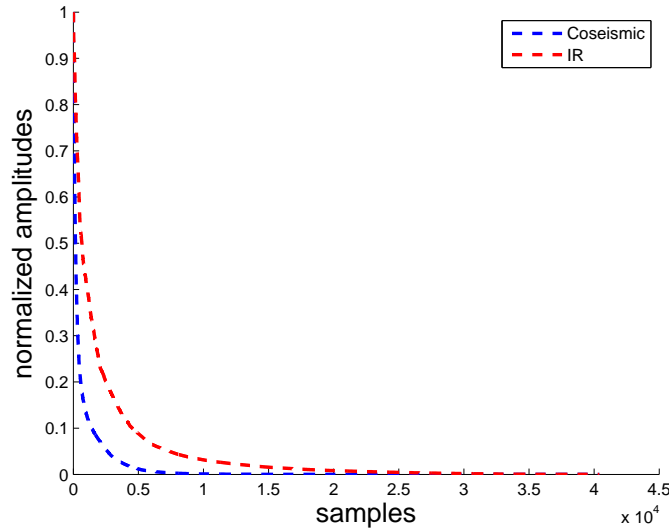


FIGURE 4.28 – Amplitudes normalisées de la RI (en rouge) et du champ d'onde cosismique (en bleu), triées par ordre décroissant et représentées en fonction du nombre d'échantillons (201*256). La distribution d'amplitude correspondant aux ondes cosismiques décroît plus vite que celle relative à la RI : en domaine $t - x$, le champ d'onde cosismique est plus clairsemé que la RI.

Le paramètre η représente la fidélité à la prédiction : il contrôle le compromis entre la confiance que nous avons dans les données totales et celle que nous plaçons dans notre prédiction de la réponse interfaciale. Réduire η diminue l'effet de la prédiction de la réponse interfaciale (\mathbf{b}_1) et augmente l'agressivité des opérateurs de seuillage.

La minimisation de $f(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ peut être effectuée en appliquant un opérateur de seuillage doux T de façon itérative. Ainsi, à la n -ième itération, les estimations de x_1 et x_2 s'écrivent :

$$\mathbf{x}_1^{n+1} = T_{\frac{\lambda_1 w_1}{2\eta}} [\mathbf{A}^T \mathbf{b}_2 - \mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{x}_2^n + \mathbf{A}^T \mathbf{b}_1 - \mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{x}_1^n + \mathbf{x}_1^n] \quad (4.27)$$

$$\mathbf{x}_2^{n+1} = T_{\frac{\lambda_2 w_2}{2(\eta+1)}} [\mathbf{A}^T \mathbf{b}_2 - \mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{x}_2^n + \mathbf{x}_2^n + \frac{\eta}{\eta+1} (\mathbf{A}^T \mathbf{b}_1 - \mathbf{A}^T \mathbf{A} \mathbf{x}_1^n)] \quad (4.28)$$

Les poids \mathbf{w}_1 et \mathbf{w}_2 sont définis à partir des coefficients d'ondelette du signal complémentaire (respectivement \mathbf{b}_2 et \mathbf{b}_1) :

$$\mathbf{w}_1 = \frac{\lambda_1 \mathbf{A}^T \mathbf{b}_2}{2\eta} \quad (4.29)$$

$$\mathbf{w}_2 = \frac{\lambda_2 \mathbf{A}^T \mathbf{b}_1}{2(\eta+1)} \quad (4.30)$$

Pour des poids strictement positifs, cet algorithme converge vers le minimum de $f(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ (Daubechies et al., 2005). Mis en œuvre sous Matlab, avec un nombre d'itérations maximum égal à 20 cet algorithme produit des résultats en moins d'une minute.

Nous avons appliqué cet algorithme à notre problème de séparation d'ondes pour un jeu de données synthétiques de rapport "type II / type I" égal à 0.1. Nous avons utilisé les données après filtrage $f - k$ comme prédiction de la réponse interfaciale. Les paramètres utilisés dans le filtrage $f - k$ sont les mêmes que ceux utilisés dans l'article de la section 4.4. Le champ d'onde cosismique *a priori* a été obtenu en soustrayant cette RI *a priori* des données totales. Nos résultats sont présentés à la Figure 4.29.

Pour rendre compte des changements entre 4.29(b) et (a), nous avons représenté la différence entre les réponses interfaciales *a posteriori* et *a priori* à la Figure 4.30 (a).

Avec le jeu de paramètres utilisé ici, la séparation bayésienne rapproche le diagramme de radiation de la réponse interfaciale de la distribution d'amplitude théorique. Ce résultat, illustré à la Figure 4.30 (b), constitue certes une légère amélioration, mais est assez décevant en regard de la complexité de l'outil mis en œuvre. Ceci résulte sans doute d'un mauvais signal *a priori*. En effet, les résidus du signal cosismique observés en sortie du filtrage $f - k$ exhibent des pentes différentes de celles des enregistrements initiaux. L'algorithme de séparation bayésienne est donc incapable de les faire coïncider avec le

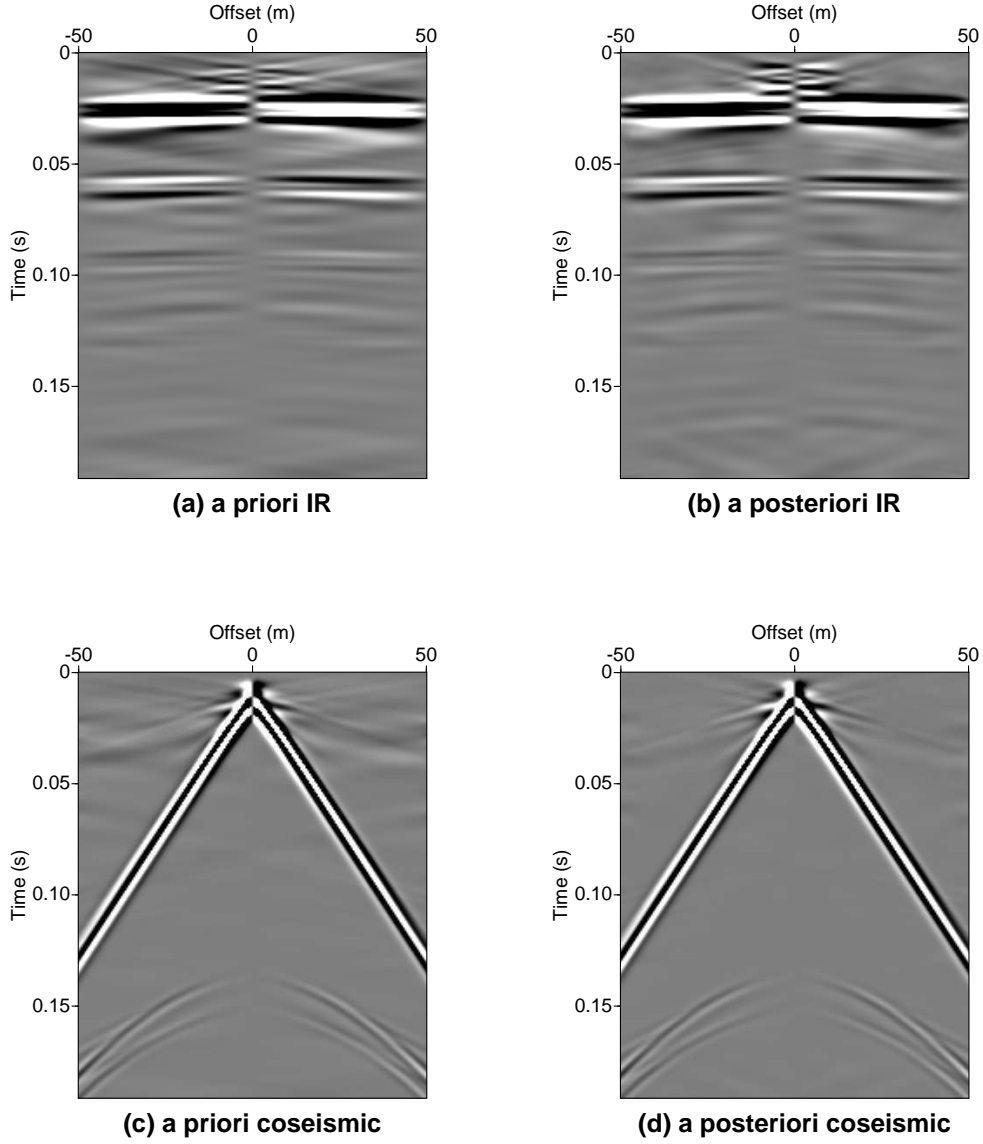


FIGURE 4.29 – Résultats de la séparation bayésienne après 12 itérations pour $\eta = 8$, $\lambda_1 = 2$ et $\lambda_2 = 8$. (a) et (c) représentent les prédictions de chacune des deux composantes du signal. (b) et (d) sont les estimations obtenues par séparation bayésienne.

signal cosismique *a priori*, c'est-à-dire de les identifier comme du “bruit” et de les retirer efficacement.

Pour rendre compte du potentiel de l'algorithme de séparation bayésienne en domaine des curvelets, nous avons artificiellement ajouté une fraction du signal cosismique à notre modèle de réponse interfaciale *a priori*. En utilisant les mêmes paramètres η , λ_1 et λ_2 que précédemment, ainsi que le même nombre d'itérations, nous parvenons à retirer effi-

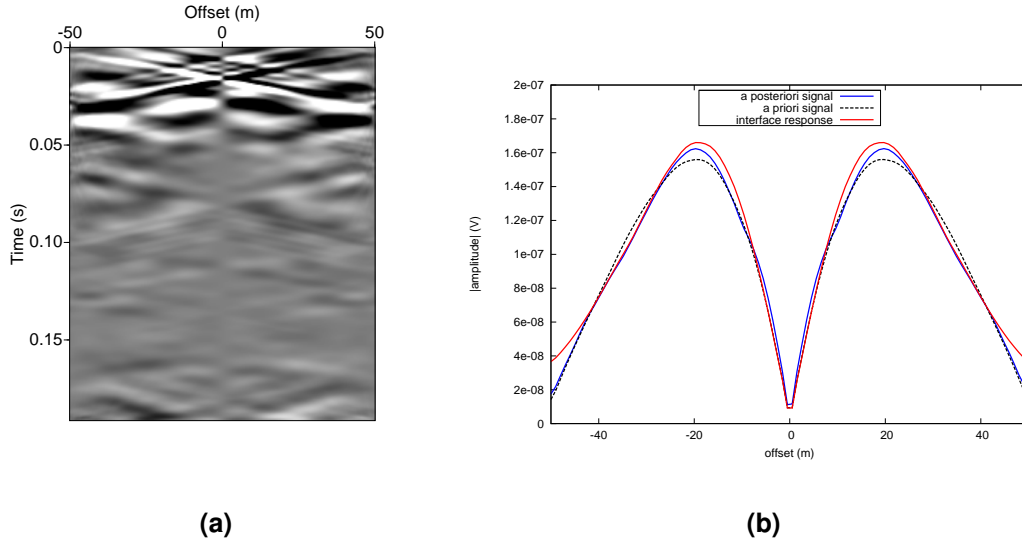


FIGURE 4.30 – **(a)** Différence entre 4.29(b) et (a). **(b)** Distribution d'amplitude de la réponse interfaciale a posteriori représentée à la Figure 4.29(a). Le diagramme de radiation de la RI a priori visible à la Figure 4.29(b) est également représenté en traits pointillés noirs, de même que la RI théorique, en rouge.

cacement ce résidu du signal cosismique. Nos résultats sont présentés aux Figures 4.31 et 4.32. Ce test montre que la séparation bayésienne permettrait d'améliorer une stratégie de filtrage s'appuyant sur la fonction de transfert entre les champ d'onde cosismique et la réponse interfaciale.

4.6 Conclusion

Nous avons passé en revue dans ce chapitre les différentes étapes de traitement que les données sismoélectromagnétiques doivent subir avant de pouvoir être exploitées. Nous avons vu que le bruit harmonique lié aux lignes électriques, si il contamine souvent les enregistrements sismoélectriques, peut être réduit avec succès par l'application de la sous-traction sinusoïdale ou par bloc. La séparation entre la réponse interfaciale de faible amplitude et de *move-out* quasi-nul et les signaux cosismiques plus énergétiques, si elle n'est pas opérée naturellement par une géométrie d'acquisition en transmission, est plus difficile à mettre en œuvre. À qui souhaiterait seulement mettre en évidence les réponses interfaciales sans se soucier de leurs amplitudes, nous conseillerions d'utiliser d'un simple filtrage en domaine $f - k$. Il serait également possible d'avoir recours à des filtres médians ou une approche par décomposition en valeurs singulières (SVD), qui n'ont pas été abordées dans ce chapitre.

En revanche, lorsque la préservation de la distribution d'amplitudes de la réponse

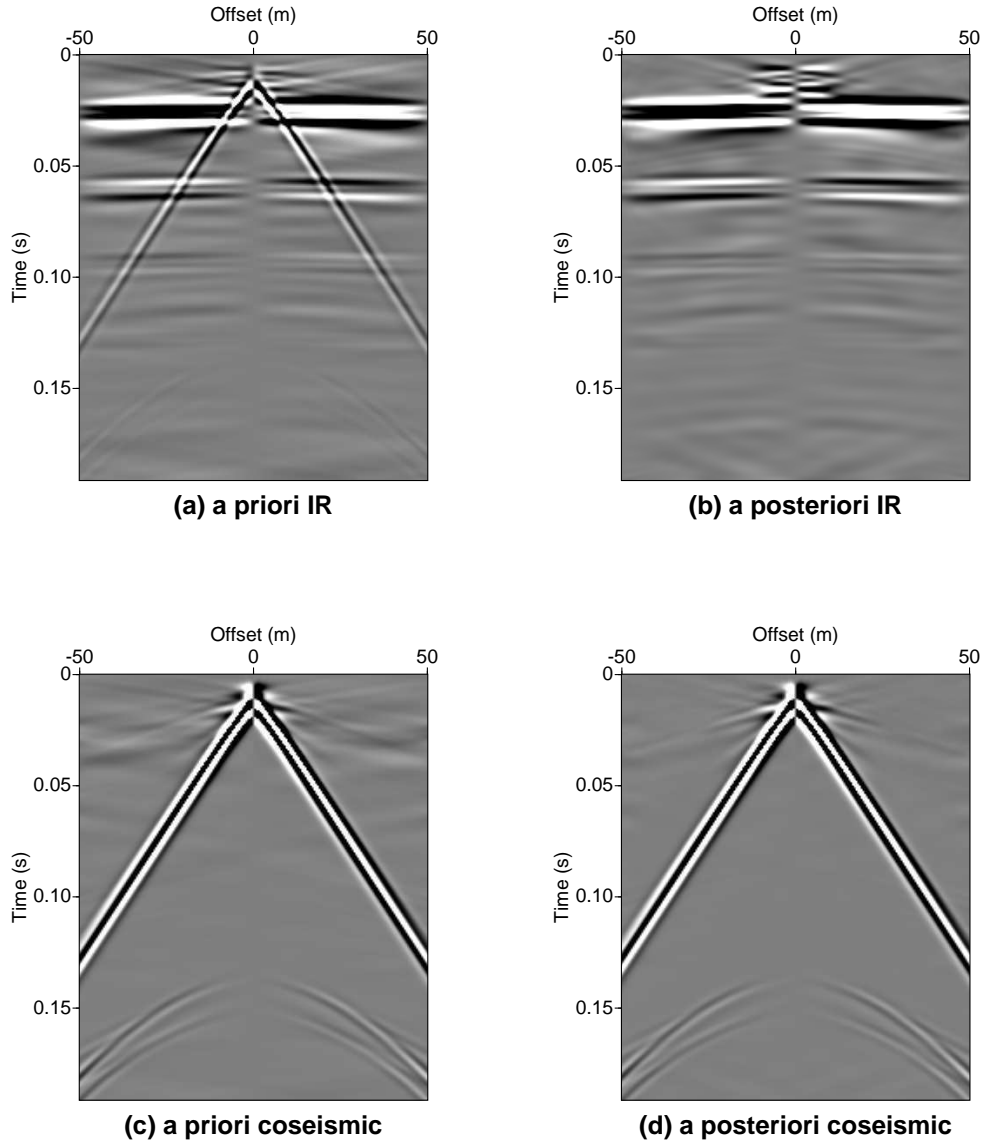


FIGURE 4.31 – Résultats de la séparation bayésienne pour une prédiction de réponse interfaciale corrompue avec du signal cosismique. Nous avons utilisé les mêmes paramètres qu’à la Figure 4.29. (a) et (c) représentent les prédictions de chacune des deux composantes du signal. (b) et (d) sont les estimations obtenues par séparation bayésienne.

interfaciale est en jeu, il est nécessaire de faire appel à des techniques comme le filtrage en domaine de Radon ou en domaine des curvelets. Le filtrage en domaine $\tau - p$ donne de bons résultats à condition d’être combiné avec un filtre ρ qui permette de corriger les amplitudes. En outre, cette technique est plus simple à mettre en œuvre que les méthodes basées sur les curvelets et ne nécessite pas de disposer de données sismiques acquises simultanément aux données sismoélectriques.

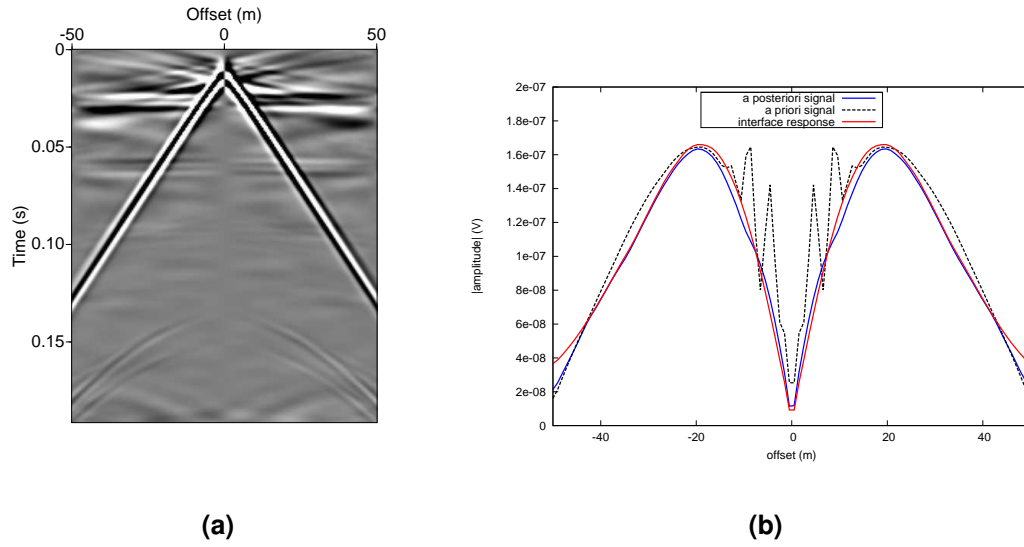


FIGURE 4.32 – **(a)** Différence entre 4.31(b) et (a). **(b)** Distribution d'amplitude de la réponse interfaciale *a posteriori* représentée à la Figure 4.31(b). Le diagramme de radiation de la *RI a priori* visible à la Figure 4.31(a) est également représenté en traits pointillés noirs, de même que la *RI théorique*, en rouge.

Le filtrage en domaine des curvelets donne des résultats aussi performants que le filtrage en domaine de radon. De plus, le partitionnement de l'espace $f - k$ opéré par la transformée en curvelets trouve tout son sens lorsque le contenu fréquentiel de la réponse interfaciale diffère de celui des ondes cosismiques. Selon la théorie, ces deux types d'ondes sismoélectriques devraient avoir des contenus fréquentiels identiques, mais les données acquises par Garambois et Dietrich (2001) ont montré qu'en pratique, ce n'est pas toujours le cas.

Chapitre 5

Conversions sismoélectromagnétiques en conditions non-saturées

5.1 Introduction

5.1.1 Influence de la saturation sur les ondes cosismiques

Les chapitres précédents traitent des conversions sismoélectromagnétiques en milieu poreux saturé. Cependant, ce cas biphasique simple est loin de refléter la réalité, pour laquelle le contenu en eau des roches étudiées est très variable : les roches sédimentaires superficielles peuvent être partiellement saturées en air, tandis que les roches réservoir sont partiellement saturées en huile ou en gaz (Gueguen et Palciauskas, 1994). De plus, la saturation des roches peut changer avec le temps, suivant par exemple des variations saisonnières ou à mesure que l'on produit l'eau d'un aquifère ou que l'on injecte du CO_2 dans le sous-sol pour l'y stocker (*Carbon sequestration*).

Les signaux sismoélectriques résultant d'un mouvement relatif entre le squelette et la phase fluide, leur existence est remise en cause lorsque le milieu n'est pas complètement saturé. Ainsi, dans le cas d'un milieu poreux totalement sec, aucune réponse sismoélectrique ne devrait être observée, ce qui est confirmé par les expériences en laboratoire de Parkhomenko et Tsze-San (1964) (Figure 5.1) et Parkhomenko et Gaskarov (1971), et plus récemment par celles de Bordes et al. (2009).

Cependant, plusieurs expériences de terrain mettent en évidence l'existence de signaux sismoélectriques en conditions non-saturées. Haines et al. (2007b) affirment qu'en conditions de saturation partielle, c'est l'accélération des grains (le terme en $\omega^2 \rho_f \mathbf{u}_s$ dans l'Équation 2.39) qui crée la majeure partie du champ électrique cosismique. Ainsi, pour peu qu'il y ait suffisamment d'eau dans le milieu pour assurer l'existence de la double couche électrique, des signaux sismoélectriques devraient être créés.

Dans sa thèse, Butler (1996b) suppose que l'ajout d'eau dans le milieu au-delà de ce

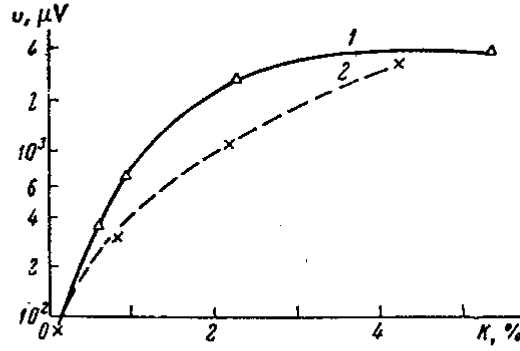


FIGURE 5.1 – Amplitude de l’effet sismoélectrique dans la dolomite (U [μV]) en fonction du contenu en eau (K [%]), d’après Parkhomenko et Tsze-San (1964). (1) effet direct (2) effet inverse. Pour l’effet direct, une source piézoélectrique haute fréquence excite le milieu et le signal électrique correspondant est mesuré au moyen d’un tube cathodique. L’échantillon est saturé d’eau distillée puis progressivement séché. L’amplitude maximale de 4 mV est atteinte pour une teneur en eau de 3.6%, ce qui pour une porosité de 15%, correspondrait à une saturation en eau de 24%. Pour un échantillon sec, on n’observe pas d’effet sismoélectrique.

seuil de saturation ne devrait avoir qu’une faible influence sur les effets électrocinétiques. Butler cherche ainsi à expliquer intuitivement les résultats de Parkhomenko et Gaskarov (1971), qui observent une rapide augmentation de la réponse sismoélectrique avec la saturation en eau pour des saturations faibles, mais qui au-delà d’un seuil de saturation dépendant de la roche étudiée, notent que l’amplitude des signaux sismoélectriques reste constante ou décroît légèrement.

Faut-il en déduire qu’au-delà d’une certaine teneur en eau, les variations de saturation n’influent plus sur la réponse sismoélectrique ? Ceci est en contradiction avec les récents résultats de Strahser et al. (2011), qui ont effectué des mesures sismoélectriques répétées sur deux sites durant l’été 2008 ; durant cette période, ils ont également mesuré la résistivité électrique du sous-sol. Leurs résultats montrent que la composante horizontale du champ électrique cosismique normalisée par l’accélération horizontale du sol dépend de la résistivité électrique ρ [$\Omega.m$] en $\rho^{0.42 \pm 0.25}$ (Figure 5.2). En imputant les variations de résistivité observées aux seules variations de teneur en eau, ce résultat implique que le coefficient électrocinétique augmente avec la saturation. En faisant appel à la loi d’Archie qui relie la résistivité et la saturation du milieu, les auteurs montrent que le champ sismoélectrique normalisé peut s’écrire comme une loi en puissance de la saturation effective :

$$\mathbf{E} \simeq C_{sat} S_e^{(0.42 \pm 0.25)n} \rho_f \ddot{\mathbf{u}} \quad (5.1)$$

Dans l'Équation 5.1, \mathbf{E} [V/m] est le champ électrique longitudinal cosismique et $\ddot{\mathbf{u}}$ [m/s²] est l'accélération horizontale. n est l'exposant de saturation d'Archie. C_{sat} désigne le coefficient d'électrofiltration ou SPC. ρ_f [kg/m³] est la masse volumique du fluide. Enfin, S_e désigne la saturation effective, définie comme :

$$S_e = \frac{S_w - S_{wr}}{1 - S_{wr}} \quad (5.2)$$

où S_{wr} est la saturation résiduelle.

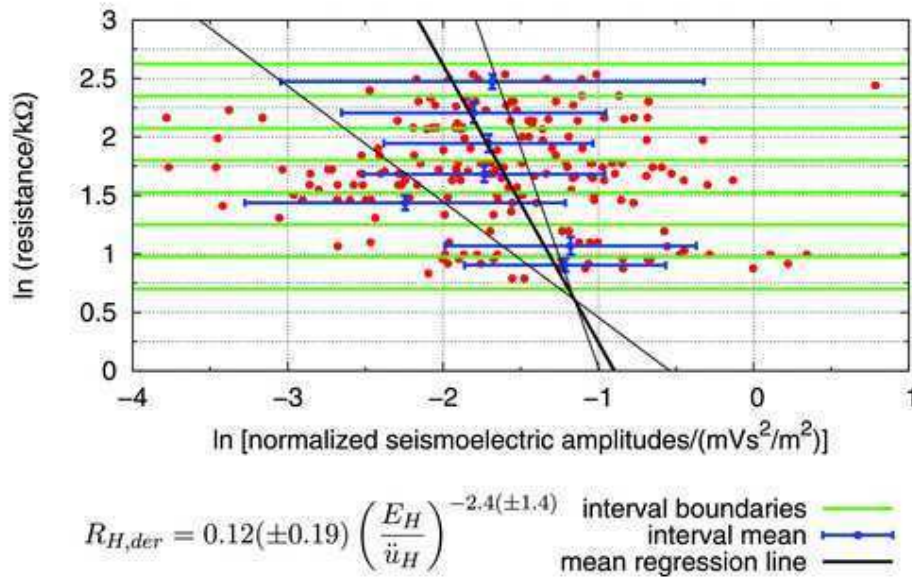


FIGURE 5.2 – Régression linéaire pondérée des amplitudes sismoélectriques normalisées par les accélérations en fonction de la résistance électrique. Une échelle logarithmique est utilisée pour les deux axes. Selon que l'on prenne en compte 4, 5 ou 7 intervalles de résistance (les bandes limitées par les axes horizontaux verts), on obtient différentes lignes de régression : les auteurs ont choisi ici de considérer des erreurs suffisamment grandes pour inclure les résultats. Interval boundaries : limites des intervalles. Interval mean : valeur moyenne dans l'intervalle considéré. Mean regression line : ligne de régression moyenne. D'après Strahser et al. (2011).

Dans le cadre de la campagne multi-méthodes présentée à la section 2.6, nous avons étudié la dépendance en saturation des amplitudes sismoélectriques cosismiques. Pour chaque profil, la teneur en eau a été déduite des vitesses radars.

Les résultats sont présentés dans un article soumis au *Geophysical Journal International* (Allègre et al., 2012b) et reproduit à la Section 5.5, à la fin du présent chapitre.

Une des limites de cette étude tient à la gamme de teneurs en eau investiguée, qui mériterait d'être élargie à des valeurs comprises entre 0.5 et 0.9. Des expériences en laboratoire permettent de mieux contrôler la teneur en eau du milieu considéré et d'établir des lois empiriques décrivant la dépendance en saturation du coefficient de couplage électrocinétique (*Streaming Potential Coefficient*, ou SPC). Ce travail a notamment été effectué par Guichet et al. (2003), qui les premiers ont mis au point un dispositif expérimental permettant de mesurer le SPC en conditions de saturation partielle : ce dispositif consiste en une colonne de sable saturé, dans laquelle on injecte du gaz (argon, azote et dioxyde de carbone) pour en chasser l'eau et ainsi, en diminuer la saturation. Lorsque celle-ci décroît entre 100 et 40 %, les auteurs constatent que le SPC reste constant ou décroît d'un facteur 3. D'autres auteurs étudient les variations du SPC avec la saturation, que ce soit de manière expérimentale (Perrier et Morat, 2000; Allègre et al., 2010) ou théorique (Revil et al., 2007). Leurs travaux sont détaillés dans l'article reproduit à la section 5.2. Ces études du SPC sont très importantes car à saturation totale, ce coefficient peut être relié au couplage statique L_0 , donné à l'Equation 2.43. En supposant cette relation valable pour des saturations partielles, on peut donc exprimer le couplage sismoélectrique en fonction de la saturation. C'est cette approche introduite par Strahser et al. (2011) que nous utilisons dans l'article ci-dessous.

5.1.2 Influence de la saturation sur la réponse interfaciale

Les travaux cités à la section précédente traitent de l'influence de la teneur en eau sur l'amplitude des ondes cosismiques : peu d'études en revanche concernent la dépendance en saturation des réponses interfaciales. Les mesures effectuées par Butler (1996a) sur le mont Gngangara (Australie) suggèrent que des contrastes de saturation seraient moins susceptibles de générer des réponses interfaciales que des contrastes de lithologie. En effet, Butler (1996a) effectue des mesures sismoélectriques verticales sur deux années consécutives, à l'aplomb d'une interface entre un remblai et des débris morainiques. Le niveau de la nappe diffère d'une année à l'autre (il se trouve 1 m sous l'interface la première année et 0.35 m au-dessus de l'interface l'année suivante), sans que cela n'affecte la réponse interfaciale : pour cette raison, Butler (1996a) suppose que celle-ci naît à l'interface remblai/moraines.

Dupuis et al. (2007) montrent qu'il est possible de s'appuyer sur des mesures sismoélectriques pour caractériser des contrastes de saturation dans des sédiments partiellement saturés en eau. Ils ont recours à une géométrie d'acquisition sismoélectrique en *super-gathers*, inspirée de celle de Rosid et Kepic (2005), qui assure un échantillonnage spatial très dense et permet ainsi de se prémunir contre l'aliasing spatial : ce procédé consiste à associer les enregistrements obtenus pour quatre positions de tir adjacentes (Figure 5.3(a)). Les données sismoélectriques (Figure 5.3(c)) permettent de mettre en évidence

non seulement le toit de la nappe, mais aussi des variations de teneur en eau dans la zone vadose (évènement (2)) indécélables sur les enregistrements sismiques (Figure 5.3(b)). Dupuis et al. (2007) ont étudié les amplitudes de la Réponse Interfaciale naissant au toit de la nappe (évènement (1) sur les enregistrements représentés à la Figure 5.3).

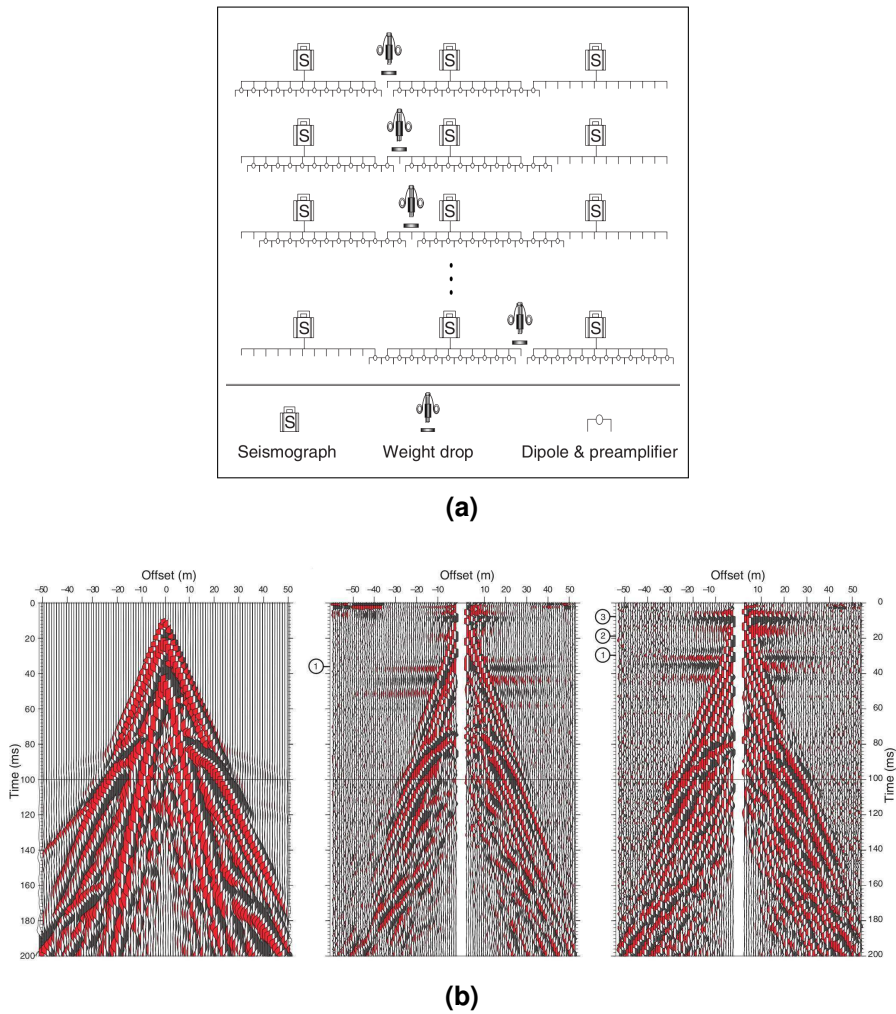


FIGURE 5.3 – (a) Géométrie d'acquisition utilisée par Dupuis et al. (2007). (b) Sismo-gramme et électrogramme pour une position de tir en $x=128$ m (à gauche et au centre). Électrogramme pour une position de tir en $x=36$ m (à droite). 5 supergathers consécutifs ont été sommés pour améliorer le rapport S/N. Les traces ont été normalisées de sorte à avoir la même moyenne RMS. Les événements (1) et (2) présentent les caractéristiques de réponses interfaciales. (1) correspond au toit de la nappe. (2) correspond à une couche contenant de l'eau. Seismograph : géophone. Weight drop : chute de poids. Dipole & preamplifier : Dipôle et amplificateur. D'après Dupuis et al. (2007).

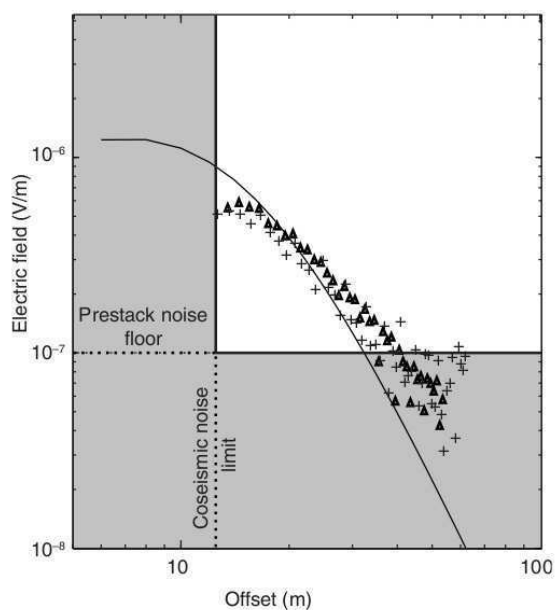


FIGURE 5.4 – Amplitude théorique (ligne solide) et réelle de la Réponse Interfaciale (événement (1) sur l'électrogramme au centre de la Figure 5.3 (b)), pour une conversion située à 14 m de profondeur. Les croix correspondent aux offsets positifs, les triangles aux offsets négatifs. Les amplitudes théoriques ont été ajustées pour coïncider au mieux avec les données. D'après Dupuis et al. (2007). Electric Field : champ électrique. Prestack noise floor : seuil de bruit avant sommation. Coseismic noise limit : limite de bruit cosismique.

**5.2 Article accepté avec des révisions modérées : *Seis-
moelectric wave propagation numerical model-
ing in partially saturated materials***

Seismoelectric wave propagation numerical modelling in partially saturated materials

S. Warden,¹ S. Garambois,² L. Jouniaux,¹ D. Brito,³ P. Sailhac¹ and C. Bordes³

¹Institut de Physique du Globe de Strasbourg, CNRS UMR 7516, Université de Strasbourg, Strasbourg, France. E-mail: sheldon.warden@etu.unistra.fr

²ISTerre, Université Joseph Fourier, CNRS UMR 5275, Grenoble, France

³Laboratoire des fluides complexes et leurs réservoirs, Université de Pau et des Pays de l'Adour, CNRS UMR 5150, Pau, France

Accepted 2013 May 10. Received 2013 May 7; in original form 2012 October 29

SUMMARY

To better understand and interpret seismoelectric measurements acquired over vadose environments, both the existing theory and the wave propagation modelling programmes, available for saturated materials, should be extended to partial saturation conditions. We propose here an extension of Pride's equations aiming to take into account partially saturated materials, in the case of a water–air mixture. This new set of equations was incorporated into an existing seismoelectric wave propagation modelling code, originally designed for stratified saturated media. This extension concerns both the mechanical part, using a generalization of the Biot–Gassmann theory, and the electromagnetic part, for which dielectric permittivity and electrical conductivity were expressed against water saturation. The dynamic seismoelectric coupling was written as a function of the streaming potential coefficient, which depends on saturation, using four different relations derived from recent laboratory or theoretical studies. In a second part, this extended programme was used to synthesize the seismoelectric response for a layered medium consisting of a partially saturated sand overburden on top of a saturated sandstone half-space. Subsequent analysis of the modelled amplitudes suggests that the typically very weak interface response (IR) may be best recovered when the shallow layer exhibits low saturation. We also use our programme to compute the seismoelectric response of a capillary fringe between a vadose sand overburden and a saturated sand half-space. Our first modelling results suggest that the study of the seismoelectric IR may help to detect a sharp saturation contrast better than a smooth saturation transition. In our example, a saturation contrast of 50 per cent between a fully saturated sand half-space and a partially saturated shallow sand layer yields a stronger IR than a stepwise decrease in saturation.

Key words: Numerical approximations and analysis; Electrical properties; Permeability and porosity; Wave propagation; Acoustic properties.

1 INTRODUCTION

Over the past two decades, seismoelectric imaging has spawned new interest, due to theoretical advances (Pride & Morgan 1991; Pride 1994; Pride & Haarsen 1996; Haarsen & Pride 1997), modelling developments (Hu *et al.* 2007; Zyserman *et al.* 2010; Schakel *et al.* 2011, 2012; Ren *et al.* 2012; Yamazaki 2012) and a series of successful field experiments (Butler 1996; Garambois & Dietrich 2001; Thompson *et al.* 2005, 2007; Dupuis *et al.* 2007; Haines *et al.* 2007; Dupuis *et al.* 2009). In theory, the seismoelectric method could combine the sensitivity of electrical methods to hydrological properties of the subsurface, such as porosity, with a high spatial resolution comparable to that of seismic surveys (Dupuis & Butler 2006; Haines *et al.* 2007). In addition, it may also be sensitive to hydraulic permeability (Garambois & Dietrich 2002; Singer *et al.* 2005). Seismoelectric signals may have several origins, but in this work we will restrict ourselves to the study of electrokinetically in-

duced seismoelectric conversions. When a seismic wave propagates in a fluid-containing porous medium, seismoelectric signals arise from electrokinetic conversions occurring at the microscale; these signals are measurable at the macroscale, using dipole receivers either laid at the ground surface (Garambois & Dietrich 2001; Haines *et al.* 2007; Jouniaux & Ishido 2012) or deployed in boreholes (Zhu *et al.* 1999; Toksöz & Zhu 2005; Dupuis & Butler 2006; Dupuis *et al.* 2009). Several applications were foreseen for both seismoelectric and electroseismic imaging in the fields of hydrogeophysics (Dupuis *et al.* 2007) and hydrocarbon exploration (Thompson & Gist 1993; Thompson *et al.* 2007). Seismoelectric imaging may indeed be successful at characterizing high permeability fracture networks (Mikhailov *et al.* 2000; Hunt & Worthington 2000; Zhu & Toksöz 2003) and at resolving thin geological layers (Haines & Pride 2006). The theory for the coupled propagation of seismic and electromagnetic (EM) waves was reformulated by Pride (1994) for saturated porous media after previous attempts made by Frenkel

(1944) and Neev & Yeatts (1989) and has not yet been extended to partial saturation conditions. However, the full range of water saturation encountered in the near-surface should be accounted for to help interpret seismoelectric measurements acquired over partially saturated environments (Dupuis *et al.* 2007; Haines *et al.* 2007). Water content is indeed thought to influence seismoelectric waveforms via different mechanisms, the most extreme example being the absence of coseismic signals in totally dry environments (Bordes *et al.* 2009). As water content affects seismic velocity, seismic attenuation, electrical conductivity, EM propagation and diffusion, as well as the coupling coefficient, both the coseismic field and interface response (IR) properties are expected to vary with water saturation. Furthermore, saturation is also thought to control the amplitudes of seismoelectric signals generated at depth: for example, while conducting a seismoelectric survey over an unconfined aquifer, Dupuis *et al.* (2007) reported that the most prominent signal was generated at the water table, that is, at an interface displaying a large saturation contrast.

The main purpose of this work is to extend Pride's theory (Pride 1994) to unsaturated porous media. We consider here a pore space filled with a two-phase water/air mixture to investigate the seismoelectric response in vadose environments, but we hope this work will pave the way for studies in which other multiphase pore fluids will be addressed (oil/water mixture, for example). In this paper, the parameters entering Pride's equations are explicitly described as functions of the water phase saturation S_w and the electrical formation factor F . We resort to the effective medium theory to express mechanical properties, such as the bulk and shear moduli; we also use it to derive fluid properties, such as the dynamic viscosity (Table 2). The medium's permittivity is derived using the complex refractive index method (CRIM; all acronyms used in this paper are summarized in Table 1) (Birchak *et al.* 1974), while its conductivity

is obtained by extending the conductivity derived by Pride (1994, eq. 242) to partial saturation conditions; this expression takes the surface conductivities into account. We combine this approach with the strategy introduced by Strahser *et al.* (2011), thus writing the dynamic seismoelectric coupling under partial saturation conditions as a function of the saturation-dependent streaming potential coefficient (SPC). The results obtained with four different laws describing the SPC (Perrier & Morat 2000; Guichet *et al.* 2003; Revil *et al.* 2007; Allègre *et al.* 2010) are discussed.

We also aim to provide the geophysical community with a comprehensive seismoelectric modelling programme enabling to simulate partial saturation conditions. Seismoelectric modelling programmes developed up to this day fall under one of two categories: they are either based on the general reflectivity method (Haartsen & Pride 1997; Garambois & Dietrich 2002) or they rely on finite-differences approaches (Haines & Pride 2006; Singarimbun *et al.* 2008) or finite-elements approaches (Jardani *et al.* 2010; Zyserman *et al.* 2010; Kröger & Kemna 2012). Numerical codes based on finite differences enable to model seismoelectric signals acquired over 2-D media exhibiting lateral heterogeneities, but are limited to quasi-static approximations. On the other hand, the general reflectivity method enables to model the frequency-dependent seismoelectric response but is restricted to 1-D tabular media. All these codes are dealing only with full saturation conditions. A first attempt to model electroseismic waves in sandstones saturated with two-phase oil/water or gas/water mixtures was done by Zyserman *et al.* (2010). The authors resorted to an effective medium approach to compute the mixture's mechanical properties, that is, the mechanical properties of the effective fluid were established by performing a weighted average of those of the individual fluid phases. For the electrokinetic coupling, the electrical conductivity and the dielectric permittivity, the authors retained the values taken by these parameters in the wetting phase, that is, water. Jardani *et al.* (2010) were also able to model the forward seismoelectric response over a stratified medium including a reservoir partially saturated with oil. Following the approach introduced by Revil & Linde (2006), the authors modelled the problem by solving a system of quasi-static Poisson-type equations. For a partially water-saturated reservoir, the authors replaced the excess of charges by the excess of charges divided by water saturation. Within the frame of our study, we modify the semi-analytical programme of Garambois & Dietrich (2002) to account for partial saturation conditions. We study the modelled seismic and EM velocities and quality factors and the way they vary

Table 1. Acronyms used throughout this paper.

EDL	Electrical double layer
EM	Electromagnetic
IR	Interface response
ERT	Electrical resistivity tomography
ERV	Elementary representative volume
SPC	Streaming potential coefficient
CRIM	Complex refractive index method
GPR	Ground penetrating radar

Table 2. Effective properties for a water–air mixture.

Parameter	S_w dependence	Expression
K_f (Pa)	YES	Brie <i>et al.</i> (1995): $K_f(S_w) = (K_w - K_g)S_w^5 + K_g$
ρ_f (kg m ⁻³)	YES	Arithmetic average: $\rho_f(S_w) = (1 - S_w)\rho_g + S_w\rho_w$
η (Pa s)	YES	Teja & Rice (1981): $\eta(S_w) = \eta_g(\eta_w/\eta_g)^{S_w}$
b_1 (Ns m ⁻¹)	NO	Computed for water only with Einstein–Stokes' law.
ϵ (F m ⁻¹)	YES	CRIM: $\epsilon = \epsilon_0[(1 - \phi)\sqrt{\kappa_s} + \phi S_w\sqrt{\kappa_w} + \phi(1 - S_w)\sqrt{\kappa_g}]^2$
α_∞	NO	Hydraulic (geometric) tortuosity.
Λ (m)	NO	Characteristic length of the microstructure.
ω_t (rad s ⁻¹)	YES	$\omega_t = \frac{\eta(S_w)}{F k_0 \rho_f(S_w)}$
C_{em} and C_{os} (S)	NO	Computed for water only using Pride's expressions.
σ (S m ⁻¹)	YES	$\sigma(S_w, \omega) = \frac{S_w}{F} \sigma_w + \frac{2}{F} \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\Lambda}$

with water saturation. Three examples are presented here to illustrate seismoelectric signals variations with water saturation: the first model consists of a simple sand layer, whose saturation is allowed to vary, located on top of a saturated sandstone half-space. The second model consists of a sand layer of fixed saturation, but of varying thickness, on top of a sandstone saturated half-space. Finally, we use our modelling programme to simulate the seismoelectric response of a tabular model including a capillary fringe between an unsaturated sand overburden and a saturated half-space. This response is compared to the results obtained for a sharp saturation contrast between both units.

2 ELECTROKINETICALLY INDUCED SEISMOELECTRIC EFFECTS

The seismoelectric method relies on electrokinetically induced seismic-to-electric energy conversions occurring in fluid-containing porous media. These electrokinetic conversions are described at the microscale by the electrical double layer (EDL) theory (Gouy 1910; Chapman 1913; Stern 1924; Overbeek 1952; Dukhin & Derjaguin 1974; Davis *et al.* 1978), which subdivides the pore fluid near the fluid/solid interface in a 'bound' layer where the charges in the electrolyte are adsorbed along the pore wall, and a diffuse layer, where these ions are free to move. A compressional wave travelling through such a medium creates a fluid-pressure gradient and an acceleration of the solid matrix, both of which induce a relative motion between the counter-ions in the diffuse layer and the immobile ions adsorbed at the grain surface. Counter-ions accumulate in compressional zones while bound layers are associated with zones of dilation. This charge separation at the scale of the seismic wavelet

creates an electrical potential difference known as the streaming potential. The electric field arising from this potential is known as the 'coseismic' wave, as it travels within the passing compressional seismic waves. This electric field drives a conduction current that exactly balances the streaming current (through electron migration), which means there is no electric current within a compressional seismic wave travelling within a homogeneous medium. Therefore, as coseismic waves do not exist outside the seismic waves creating them, these waves may only help to characterize the medium near the receivers at the surface (Garambois & Dietrich 2001; Haines *et al.* 2007; Bordes *et al.* 2008), whereas for borehole seismoelectric measurements, they give information about the medium in the vicinity of the well (Mikhailov *et al.* 2000).

Seismoelectric conversions are given birth when a seismic wave crosses a contrast between mechanical or electrical properties (Haartsen & Pride 1997; Chen & Mu 2005; Block & Harris 2006). This creates a transient localized charge separation across the interface, which acts as a secondary source that can be approximated as an electrical dipole oscillating at the first Fresnel zone (Thompson & Gist 1993, Fig. 1). The resulting EM wave, also known as the IR, diffuses independently from the seismic wavefield: the velocity at which it travels is several orders of magnitude greater than seismic velocities. This IR may provide information about the contrasts in the medium's properties at depth. However, IRs have typically very weak amplitudes and are often concealed by the stronger coseismic signals, as well as by ambient EM noise. This is indeed one of the key limitations of the seismoelectric method, which several authors tried to handle by extracting the IR from seismoelectric recordings through the use of various filtering techniques. Power-line noise is generally dealt with through block subtraction or sinusoidal subtraction (Butler 1993; Butler & Russell 2003).

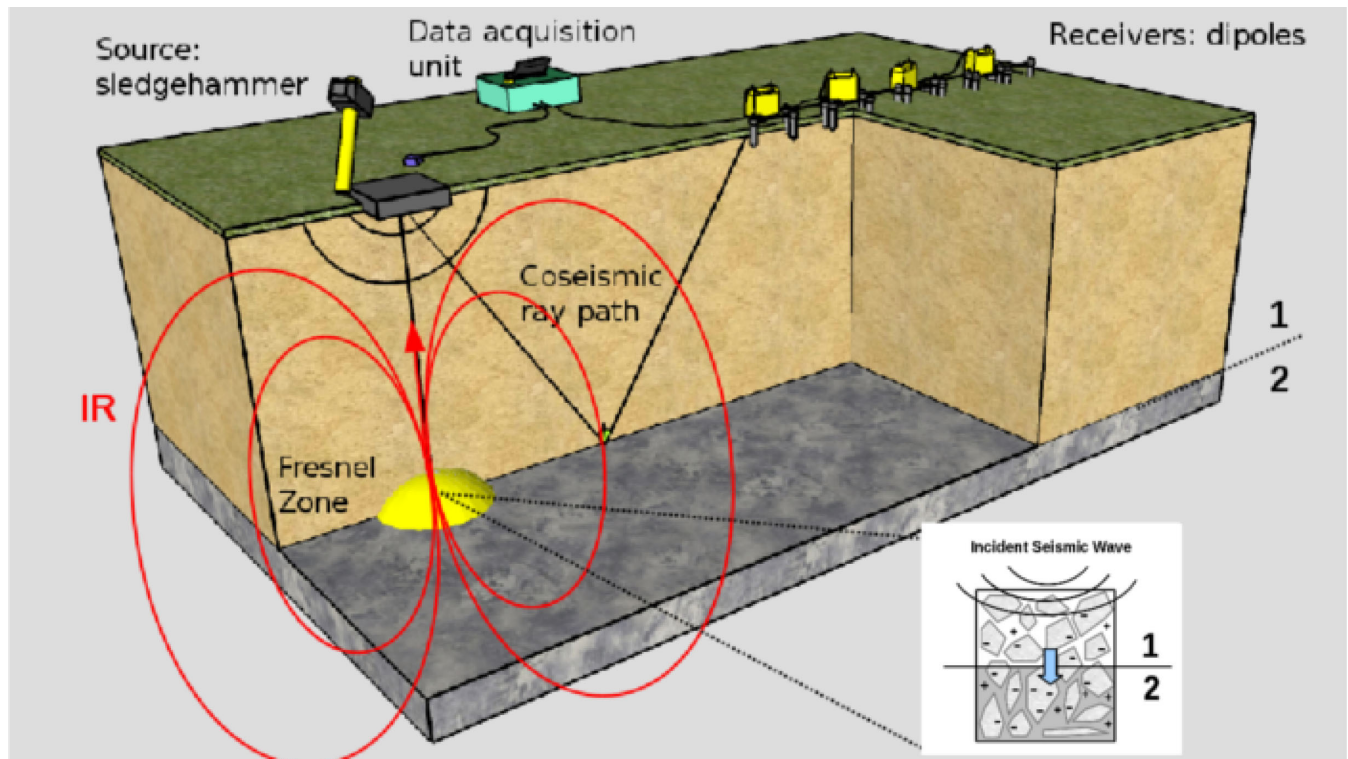


Figure 1. Typical seismoelectric survey acquisition geometry. When the incident seismic wave reaches an interface between two units of different mechanical, hydrological or electrical properties (denoted 1 and 2 in this figure), an Interface Response (IR) may arise from it. This signal originates below the shotpoint. Its radiation pattern is that of a dipole oscillating at the first Fresnel zone.

Coseismic waves are removed using dip-based techniques taking advantage of their relatively low velocity: these techniques include filtering in the frequency–wavenumber domain, Radon domain (Haines *et al.* 2007; Strahser 2007) or curvelet domain (Warden *et al.* 2012). Innovative acquisition layouts were also devised (Dupuis & Butler 2006; Haines *et al.* 2007; Dupuis *et al.* 2009), such as vertical seismoelectric profiling (VSEP): with these transmission geometries, source and receivers are placed on either side of the interface, which ensures separation between the coseismic waves and the IR.

3 SEISMOELECTRIC DEPENDENCE ON WATER SATURATION

Seismoelectric amplitude dependence on water saturation was recently investigated by Strahser *et al.* (2011) for coseismic signals. Over several months, the authors repeatedly measured the coseismic seismoelectric signals at the same locations, while monitoring the seasonal water content variations through electrical resistivity tomography, or ERT. In their work, a mixture of water and air was considered filling the pore space. They used Archie's second law, linking the conductivity of the rock σ (S m^{-1}) with the fluid's conductivity σ_w (S m^{-1}), the porosity ϕ and the fluid saturation S_w

$$\sigma = \phi^m S_w^n \sigma_w. \quad (1)$$

In eq. (1), m and n are the dimensionless Archie exponents, respectively, referred to as the cementation and saturation exponents. The authors expressed the normalized seismoelectric field as a power law of the effective saturation.

$$\mathbf{E} \simeq C_{\text{sat}} S_e^{(0.42 \pm 0.25)n} \rho_w \ddot{\mathbf{u}}. \quad (2)$$

In eq. (2), \mathbf{E} (V m^{-1}) is the longitudinal coseismic electric field and $\ddot{\mathbf{u}}$ (m s^{-2}) is the horizontal acceleration. C_{sat} is the steady-state SPC; ρ_w (kg m^{-3}) is the pore fluid's mass density. S_e denotes the effective saturation, defined as

$$S_e = \frac{S_w - S_{\text{wr}}}{1 - S_{\text{wr}}}, \quad (3)$$

where S_{wr} is the 'residual' saturation. An issue with this experiment is that only a limited range of saturations was investigated, as well as a single type of material, thus making it impossible to derive a universal law describing the behaviour of seismoelectric amplitudes. To overcome these *in situ* natural limitations, laboratory experiments were conducted in controlled materials to quantify the influence of water saturation on the steady-state SPC responsible of Spontaneous Potential amplitudes (Perrier & Morat 2000; Guichet *et al.* 2003; Jackson 2010; Vinogradov & Jackson 2011). Several studies (Perrier & Morat 2000; Guichet *et al.* 2003; Revil *et al.* 2007) describe the behaviour of the SPC in unsaturated conditions as a power law of the effective saturation, with the SPC monotonically increasing with saturation (see Table 3). However, recent experimental results by Allègre *et al.* (2010, 2012) suggest a more complex non-monotonic behaviour for this coefficient.

4 EXTENDING PRIDE'S THEORY TO UNSATURATED CONDITIONS

4.1 A strategy combining an effective medium approach with SPC laws

The equations governing the coupled seismic and EM wave propagation in fluid-filled porous media were derived by Pride (1994) by

Table 3. Streaming potential coefficient (SPC) laws analysed throughout this study. $S(S_w)$: function of saturation appearing in eq. (17). S_{wr} denotes the residual saturation. n is Archie's saturation exponent.

Reference	$S(S_w)$	S_{wr}
Perrier & Morat (2000)	$\frac{1}{S_w} \left(\frac{S_w - S_{\text{wr}}}{1 - S_{\text{wr}}} \right)^2$	0.10
Guichet <i>et al.</i> (2003)	$\left(\frac{S_w - S_{\text{wr}}}{1 - S_{\text{wr}}} \right)$	0.10
Revil <i>et al.</i> (2007)	$\frac{1}{S_w^{n+1}} \left(\frac{S_w - S_{\text{wr}}}{1 - S_{\text{wr}}} \right)^4$	0.10
Allègre <i>et al.</i> (2010)	$\left(\frac{S_w - S_{\text{wr}}}{1 - S_{\text{wr}}} \right) (1 + 32(1 - \frac{S_w - S_{\text{wr}}}{1 - S_{\text{wr}}})^{0.4})$	0.305

combining Maxwell's equations with Biot's equations for poroelasticity (Biot 1956a,b). These two subsystems are coupled through two transport equations (eqs 251 and 252 in Pride 1994).

$$\mathbf{J} = \sigma(\omega) \mathbf{E} + L(\omega) (-\nabla p + \omega^2 \rho_w \mathbf{u}_s), \quad (4)$$

$$-i\omega \mathbf{w} = L(\omega) \mathbf{E} + \frac{k(\omega)}{\eta_w} (-\nabla p + \omega^2 \rho_w \mathbf{u}_s). \quad (5)$$

Both the above equations assume a $e^{-i\omega t}$ time dependence of the propagating wave, where ω (rad s^{-1}) denotes the angular frequency. Eq. (4) expresses the macroscopic electrical current density \mathbf{J} (A m^{-2}) as the sum of the average conduction and streaming current densities, respectively, the first and second term on the right-hand side of eq. (4). The parameter $\sigma(\omega)$ (S m^{-1}) is the frequency-dependent conductivity of the material and \mathbf{E} (V m^{-1}) denotes the electric field. Streaming currents may be induced by both the pressure gradient $-\nabla p$, where p (Pa) is the pore-fluid pressure, and the acceleration of the solid frame $\omega^2 \rho_w \mathbf{u}_s$, where ρ_w (kg m^{-3}) is the density of the fluid (water) and \mathbf{u}_s (m) denotes the solid displacement. In a similar fashion, the fluid velocity $-\mathbf{w}$ (m s^{-1}) is written in eq. (5) as the sum of electrically and mechanically induced contributions. The frequency-dependent permeability is written as $k(\omega)$ (m^2) and the dynamic viscosity of the fluid is expressed as η_w (Pa s). Special attention should be brought to the complex and frequency-dependent coupling $L(\omega)$, effectively linking eqs (4) and (5)

$$L(\omega) = L_0 \left[1 - i \frac{\omega}{\omega_t} \frac{p}{4} \left(1 - 2 \frac{d}{\Lambda} \right)^2 \left(1 - i^{3/2} d \sqrt{\frac{\omega \rho_w}{\eta_w}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

In eq. (6), Λ (m) is a geometrical parameter of the pores, defined in Johnson *et al.* (1987), whereas p is a dimensionless parameter defined as $p = \frac{\phi}{\alpha_\infty k_0} \Lambda^2$ and consisting only of the pore-space geometry terms. This parameter p was originally denoted m in Pride (1994). When k_0 , ϕ , α_∞ and Λ are independently measured, m is comprised between 4 and 8 for a variety of porous media ranging for grain packing to capillary networks consisting of tubes of variable radii (Johnson *et al.* 1987). The parameter d (m) denotes the Debye length, while ω_t (rad s^{-1}) is the permeability-dependent transition angular frequency between the low-frequency viscous flow and high-frequency inertial flow. Finally, L_0 denotes the electrokinetic coupling, whose expression will be discussed further. This coupling $L(\omega)$ was studied by Reppert *et al.* (2001), Schoemaker *et al.* (2007), Jouniaux & Bordes (2012) and Glover *et al.* (2012). When this coefficient is set to zero, the two subsets of equations describing the behaviour of EM and seismic waves are decoupled.

As previously pinpointed, Pride's equations have not yet been extended to partial saturation conditions. However, the behaviour of seismic waves in partially saturated porous media has been thoroughly studied, notably to explain seismic attenuation and waveform (Müller *et al.* 2010). Laboratory experiments on sandstone

(Knight & Dvorkin 1992) and limestone (Cadoret *et al.* 1995) have shown that seismic attributes indeed depend on water saturation. Not only the water content, but also the way water fills the pore space influences seismic velocities, attenuation and dispersion (Knight & Nolen-Hoeksema 1990; Dvorkin & Nur 1998; Barrière *et al.* 2012). The ‘patchy saturation’ model accounts for the heterogeneous mesoscale fluid distribution in the pore space: according to this model, under partial saturation conditions, patches of the porous medium are filled with gas, while other patches are filled with liquid. The distribution of the patches controls to which extent the mechanical properties of the medium deviate from those predicted by the Biot–Gassman theory. A simpler approach is offered by the effective medium theory, which states that the multiphase fluid occupying the pore space can be replaced by a homogeneous fluid of equivalent effective properties (Gueguen & Palciauskas 1994). This approach allows to apply Biot’s equations as if dealing with a biphasic solid/fluid medium. We will further discuss the mixing laws used to compute the medium’s effective mechanical properties as a function of water saturation in Section 4.2. The effective medium approach, however, may not be blindly applied to determine all of the medium’s properties. For instance, the electrical conductivity of a water/air mixture may not be computed as the weighted average of the conductivities of each individual phase, as under partial saturation conditions, the electrical current preferentially flows in the water phase: this calls for expressions of the saturation-dependent conductivity taking the formation factor into account. We will detail the laws used to compute the medium’s electrical properties in unsaturated conditions in Section 4.3, bringing special attention to their frequency validity and to the rock types to which they apply. Other parameters, such as the ionic mobilities or the Debye length are intrinsically fluid-related and lose their meaning inside the air phase. For such parameters, we have chosen to use their values at full saturation.

4.2 Mechanical and fluid properties

4.2.1 Bulk modulus

The effective bulk modulus of a water/air mixture is computed using the law proposed by Brie *et al.* (1995).

$$K_f = (K_w - K_g)S_w^e + K_g, \quad (7)$$

where the ‘g’ and ‘w’ indexes denote the gaseous (air) and liquid (water) phase, respectively. The exponent e is derived empirically. Taking $e = 1$ allows to simplify Brie’s relation to Voigt’s arithmetic average (‘lower bound’), while the Reuss harmonic average (‘upper bound’) may be approximated by choosing $e = 40$ (Fig. 2). We chose to work with the exponent $e = 5$, as with this value Brie’s law fits White’s curve fairly well (Carcione *et al.* 2006). White (1975) has developed a patchy saturation model describing velocity and attenuation as a function of frequency, fluid viscosity, permeability and patch size. The author considers gas-filled spheres located inside water-filled spheres: these patches have a scale larger than the grains, but smaller than the wavelength.

4.2.2 Viscosity

We compute the effective viscosity of the water/air mixture using the formula derived by Teja & Rice (1981).

$$\eta = \eta_g \left(\frac{\eta_w}{\eta_g} \right)^{S_w}, \quad (8)$$

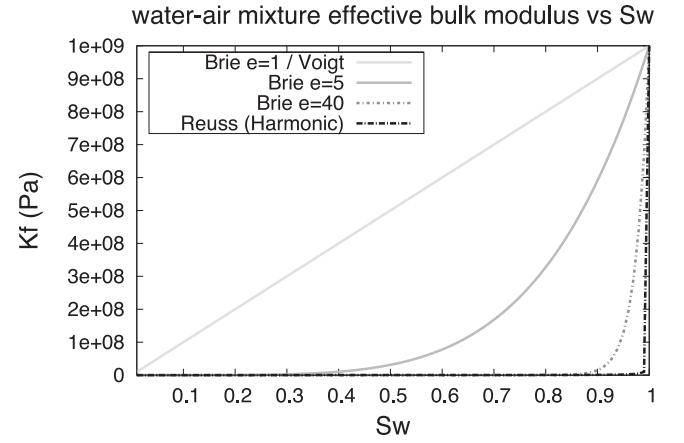


Figure 2. Effective bulk modulus K_f for a water–air mixture as a function of water saturation S_w . A water bulk modulus of $K_w = 10^9$ Pa was chosen, while a modulus of $K_g = 10^5$ Pa was taken for the gaseous phase.

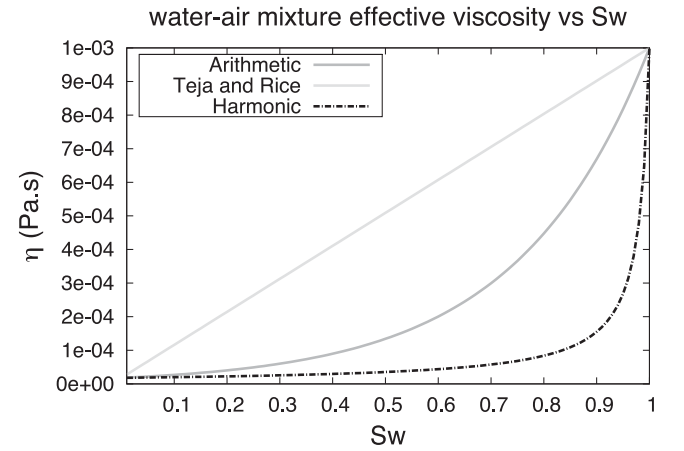


Figure 3. Effective viscosity η for a water–air mixture as a function of water saturation S_w . The air and water viscosity proposed by Ritchey & Rumbaugh (1996) are used here: $\eta_g = 1.8 \times 10^{-5}$ Pa s and $\eta_w = 10^{-3}$ Pa s, respectively.

where η_g denotes the viscosity of the gaseous phase (air), while the viscosity of the liquid phase (water) is written η_w . We checked that the saturation-dependent effective viscosity obtained with this formula falls within the Voigt and Reuss bounds (Fig. 3). This effective viscosity is notably used to compute Biot’s transition angular frequency ω_t between viscous and inertial flow regimes, as well as $\bar{\rho}$, the flow resistance density term which describes the dynamic loss of energy due to the fluid flow with an explicit frequency dependence, used to compute the complex density. However, we did not use this effective viscosity in the expression of the static seismoelectric coupling L_0 , for which the viscosity of water was taken instead, as we assume that the relative motion between the gaseous phase and the liquid and/or the solid phases does not create any charge separation.

4.2.3 Mass density

The effective mass density ρ is computed using the arithmetic average

$$\rho_f = S_w \rho_w + (1 - S_w) \rho_g, \quad (9)$$

where ρ_w and ρ_g denote the mass densities of water and air, given in (kg m^{-3}). We assume ambient pressure and temperature conditions,

a reasonable hypothesis regarding the depth of investigation of several tens of metres considered here. For greater depths, one would need to resort to the empirical laws expressing the mass densities as a function of temperature and pressure, such as those proposed by Batzle & Wang (1992) or Mavko *et al.* (2009).

4.3 EM properties

4.3.1 Dielectric constant

Several formulae enable to compute the dielectric constant for multiphasic media, which were notably developed for ground-penetrating radar (GPR) applications (Garambois *et al.* 2002). The CRIM formula (Birchak *et al.* 1974) is known to give good results at high frequencies, above 1000 MHz according to Gueguen & Palciauskas (1994) and above 500 MHz according to Mavko *et al.* (2009).

$$\kappa = [(1 - \phi)\sqrt{\kappa_s} + \phi S_w \sqrt{\kappa_w} + \phi(1 - S_w)\sqrt{\kappa_g}]^2. \quad (10)$$

One may argue that the CRIM formula is valid when displacement currents dominate over conduction currents, but that this may no longer be the case at seismic or seismoelectric frequencies, that is, from tens of Hertz to hundreds of Hertz. The behaviour of the dielectric constant of sandstones versus water saturation at lower frequencies was investigated by several authors, between 5 Hz and 13 MHz (Knight 1984), 60 kHz and 4 MHz (Knight & Nur 1987) and between 0.1 Hz and 100 kHz (Gomaa 2008). Several authors have also studied the behaviour of the dielectric constant in sands and sandstones depending on whether the samples are submitted to imbibition or drainage: for instance, Plug *et al.* (2007) have measured the electric permittivity for sand–water–gas systems at 100 kHz and have found that the permittivity data show hysteresis between imbibition and drainage. While the dielectric constant values measured at several water saturation levels by Knight (1984) for a Berea sandstone at 13 MHz are of the same order of magnitude as those predicted with the CRIM formula, they are much higher at lower frequencies: for example, at 57 kHz for $S_w = 0.9$, the dielectric constant is about twice the one predicted using the CRIM formula (Knight 1984). At a frequency of 100 Hz, for a saturated clay-free haematitic sandstone, Gomaa (2008) measures a relative permittivity of about 2.4×10^4 , that is, more than 2000 times greater than the dielectric constant predicted by the CRIM formula on a similar sandstone. This increase of the dielectric constant with decreasing frequency could be explained by the Maxwell–Wagner relaxation model (Gueguen & Palciauskas 1994), for which the accumulation of electrical charges in the pore space is responsible for the dielectric dispersion observed at audiofrequencies. We conducted a sensitivity study for a simple half-space consisting of sands and found that increasing the dielectric constant by three orders of magnitude increased the EM wave velocity by 4 per cent, while increasing the maximum coseismic amplitude by less than 1 per cent. Following Zyserman *et al.* (2010), we chose to use the permittivity of the wetting phase, that is, water, in the expression of the seismoelectric coupling L_0 : this choice considerably reduces the impact of a change in permittivity on the seismoelectric amplitudes, which was confirmed by our sensitivity study. In the following, we will work under the assumption that these Maxwell–Wagner effects do not impact seismoelectromagnetic waveforms and we will compute the medium’s relative permittivity using the CRIM formula.

4.3.2 Electrical conductivity

For fully saturated media, Pride (1994, eq. 242) expressed the conductivity as

$$\sigma(\omega) = \frac{\phi \sigma_w}{\alpha_\infty} \left[1 + 2 \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\sigma_w \Lambda} \right]. \quad (11)$$

In eq. (11), C_{em} (S) is the excess conductance associated with the electromigration of double layer ions, while $C_{os}(\omega)$ (S) is the frequency-dependent electroosmotic conductance due to electrically induced streaming of the excess double-layer ions. Both conductances are of the same order of magnitude (Pride 1994). The parameter α_∞ denotes the dimensionless tortuosity. By introducing the formation factor $F = \alpha_\infty / \phi = \phi^{-m}$, one can rewrite this equation as

$$\sigma(\omega) = \phi^m \sigma_w + \frac{2}{F} \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\Lambda}. \quad (12)$$

In eq. (12), the first term denotes the volume conductivity ($S m^{-1}$), while the second term is the surface conductivity ($S m^{-1}$). To adapt this equation to partially saturated conditions, we identify its first term with the conductivity derived using Archie’s second law (eq. 1)

$$\sigma(S_w, \omega) = \frac{S_w^n}{F} \sigma_w + \frac{2}{F} \frac{C_{em} + C_{os}(\omega)}{\Lambda}. \quad (13)$$

This approach combines Pride’s frequency-dependent formula with Archie’s law, developed under static conditions, to return conductivity as a function of both water saturation and frequency (Fig. 4). We assume here that the term $2/F \times (C_{em} + C_{os}(\omega))/\Lambda$ does not vary with water saturation S_w . According to Brovelli *et al.* (2005), the surface conductance $\Sigma_s(S)$ should indeed be independent of the water saturation level. The authors explain that for $S_w \geq 0.15$, the thickness of the wetting phase at the surface of the rock matrix is greater than the Debye length, that is, greater than the EDL thickness: therefore a saturation increase does not modify the properties of the EDL. It seems reasonable to make the same hypothesis here, because this work only aims to investigate a realistic range of saturation and assumes a non-negligible residual saturation S_{wr} . To check that this residual saturation ensures the existence of the EDL, we modelled increasing saturation levels inside capillary pores which radii were comprised between 1 and 100 μm , assuming the wetting phase to grow from the pore walls towards the centre of the pore space (Allen 1996). We computed the thickness of the wetting phase (Fig. 5), which we compared to an analytical

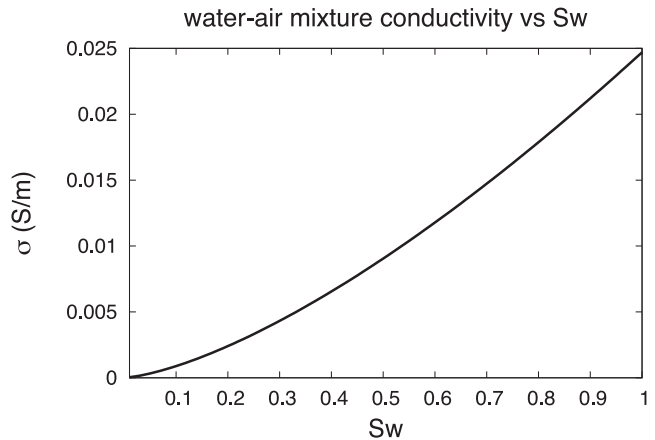


Figure 4. Electrical conductivity of the rock versus water saturation S_w , computed at 120 Hz using the equation modified from Pride (1994, eq. 13).

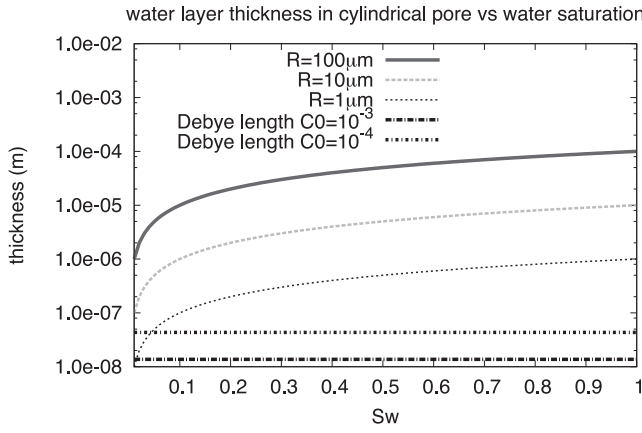


Figure 5. Comparison between the thickness of the wetting phase for cylindrical pores for various pore radii and the Debye length (m) computed for a salinity of $C_0 = 10^{-3}$ and $C_0 = 10^{-4}$ mol L^{-1} , over the entire saturation range.

expression of the Debye length given by Pride (1994). It appears that for this simple pore geometry, for a salinity higher than 10^{-4} mol L^{-1} and saturation greater than 10 per cent, the thickness of the wetting phase is always greater than the Debye length, thus allowing us to assume the surface conductivity independent from S_w .

4.4 Expressing the electrokinetic coupling as a function of the SPC

Pride (1994) defined the electrokinetic coupling L_0 at full saturation as

$$L_0 = -\frac{\phi}{\alpha_\infty} \frac{\epsilon_0 \kappa_w \zeta}{\eta_w} \left(1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda}\right). \quad (14)$$

In eq. (14), ζ denotes the zeta potential (V). The SPC C_{sat} , also defined at full saturation, is described by the Helmholtz–Smoluchowski equation when the surface conductivity can be neglected with respect to the bulk conductivity (Dukhin & Derjaguin 1974).

$$C_{sat} = \frac{\epsilon_w \zeta}{\eta_w \sigma_w} = \frac{\epsilon_w \zeta}{F \eta_w \sigma}. \quad (15)$$

In eq. (15), ϵ_w (F m^{-1}), η_w (Pa s) and σ_w (S m^{-1}) are, respectively, the water permittivity, dynamic viscosity and conductivity. $\sigma = \sigma_w / F$ (S m^{-1}) is the rock effective conductivity at full saturation, deduced from Archie's law. Under full saturation conditions, the electrokinetic coupling L_0 can therefore be expressed as a function of the SPC C_{sat}

$$L_0 = -C_{sat} \sigma \left(1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda}\right). \quad (16)$$

Several authors have studied the water saturation dependence of the SPC. Perrier & Morat (2000) studied the electrical daily variations measured by independent dipoles at a test site over several weeks. These variations were interpreted as streaming potentials produced by capillary flow in the vadose zone. Since the SPC is defined as the hydraulic flow divided by the electrical flow, the authors introduced a saturation dependence of the SPC through the dependence of the hydraulic flow to water saturation, taken into account by the dimensionless relative permeability $k_r(S_w)$. Guichet *et al.* (2003) established from experimental measurements in a sand column that the SPC was either constant or decreased by a factor 3 when water saturation decreased from 100 to 40 per cent. Based

on these measurements, the authors proposed an expression for the saturation-dependent SPC. Revil *et al.* (2007) proposed an expression for the SPC in unsaturated conditions based on a theoretical approach. Considering a mixture between water and an insulating viscous fluid saturating the pore space, they used a volume-averaging approach to establish the electrical current density, as well as the filtration velocities, thus obtaining a set of macroscopic constitutive equations. Assuming the excess charge density of the pore water to increase with decreasing water saturation, they deduced an expression of the SPC depending on the relative permeability k_r and on water saturation S_w : they found an expression quite similar to the equation empirically established by Perrier & Morat (2000). The three laws mentioned above all predict a monotonic increase in the SPC with increasing water saturation. However, recent work by Allègre *et al.* (2010, 2012) suggests that the SPC could rather follow a non-monotonic behaviour with saturation. According to their observations in Fontainebleau sands, it increases when saturation decreases between 1 and 0.80–0.65, and then decreases as the water saturation decreases, thus following a ‘bell-shaped’ curve. All aforementioned models can be written as a product between the SPC at full saturation and a function of saturation $S(S_w)$ (Table 3):

$$C(S_w) = C_{sat} S(S_w). \quad (17)$$

To express the electrokinetic coupling L_0 under partial saturation conditions, one can substitute the SPC at full saturation in eq. (16) with the saturation-dependent SPC given in eq. (17). One also needs to replace the rock effective conductivity at full saturation in eq. (16) with a saturation-dependent effective conductivity. Using Archie's second law, that is, neglecting surface conductivities, one can rewrite $L_0(S_w)$ as

$$L_0(S_w) = -\frac{1}{F} \frac{\epsilon_w \zeta}{\eta_w} \left(1 - 2 \frac{\tilde{d}}{\Lambda}\right) S_w^n S(S_w). \quad (18)$$

4.5 Validation step

The full-waveform modelling code of seismoelectromagnetic wave propagation in partially saturated conditions was derived using an extension of the saturated modelling code developed by Garambois & Dietrich (2002). Within this Fortran program, we replaced the expressions for the fluid bulk modulus, mass density, viscosity, relative dielectric permittivity and electrical conductivity with their equivalent effective expressions, as discussed in Sections 4.2, 4.3 and 4.4. Apart from these modifications, our partially saturated version includes a few minor changes with respect to the original program. For instance, we use a different definition for the ionic mobilities b_i . The saturated version relied on the value of 3×10^{11} Ns m^{-1} suggested by Pride (1994) for typical inorganic ions such as sodium. This value was multiplied by two in the expressions of the conductivities and conductance, to account for the mobility of the entire molecule. We substituted this value with an expression based on Stokes' law describing the motion of a sphere in a viscous medium (Pride & Morgan 1991; Bard & Faulkner 2001)

$$b_{li} = \frac{v_i}{6\pi\eta_w R_i}. \quad (19)$$

In eq. (19), the subscript i refers to the considered species, while v_i is its valence and R_i its ionic radius (m). According to Pride & Morgan (1991), $R_{Na+} = 1.83 \times 10^{-10}$ m for sodium and $R_{Cl-} = 1.20 \times 10^{-10}$ m for chloride. These species having a valence of 1, one finds $b_i = 7.32 \times 10^{11}$ Ns m^{-1} for a viscosity of water of 10^{-3} Pa s. The way the elastic moduli are specified in the programme

also differs from the saturated version, which required the fluid, solid and frame bulk moduli as well as the solid and frame shear moduli to be entered. Our version introduces a user-specified dimensionless consolidation parameter c_s used to compute the frame moduli from the solid grain moduli and the medium's porosity, following Pride (2005), and used for instance by Dupuy *et al.* (2011).

$$K_{fr} = K_s \frac{1 - \phi}{1 + c_s \phi} \quad (20)$$

and

$$G_{fr} = G_s \frac{1 - \phi}{1 + 1.5c_s \phi}. \quad (21)$$

Parameters K_{fr} (Pa) and K_s (Pa) are the frame and solid bulk moduli, while G_{fr} (Pa) and G_s (Pa) denote the frame and solid shear moduli. For example, the solid shear modulus of quartz grains ($G_s = 44 \times 10^9$ Pa), a porosity of 20 per cent and a consolidation of 20 yield a frame shear modulus G_{fr} of 5×10^9 Pa.

We compared the results obtained using both the saturated version of our programme and the version developed for partially saturated conditions, for a simple tabular model consisting of a shallow sand layer over a sandstone half-space. We computed the velocities obtained using both programmes for the fast and slow P waves, S wave and EM wave travelling inside both layers. The seismic velocities computed with our code and those returned by the original programme were identical, while for the EM velocities, the deviation remained below 0.001 per cent. We also compared the maximum, minimum and mean amplitudes of the seismoelectric signals modelled using both our programme and its original version and found the same values using either tool. The electrograms modelled using both programmes appeared almost identical, with the residual between both recordings consisting only of non-coherent residual noise whose mean amplitude is less than 1 per cent the mean amplitude of the original recording. Finally, a full reciprocity test was successfully performed on the partially saturated programme.

5 PARTIALLY SATURATED SANDY OVERBURDEN ON TOP OF A FULLY SATURATED SANDSTONE HALF-SPACE

5.1 Model description

In the previous section, we verified that for a fully saturated porous medium, our modelling programme granted the same results than the original programme in terms of velocities, quality factors and amplitudes. We now investigate the seismoelectric response modelled with this programme over the entire 'effective' saturation S_e range, that is, from the residual saturation $S_w = S_{wr}$ up to $S_w = 1$. We consider a tabular medium consisting of a 30-m thick sand layer on top of a sandstone half-space (Table 4). We allow the effective saturation in the sand overburden to vary from 0 to 1 with a 0.05 saturation increment. We model a vertical seismic source located near the surface, at a depth of 3 m, to simulate a downhole seismic gun shot. An array of 201 dipole receivers is modelled. Receivers are buried at a depth of 1 m between -50 and 50 m, with the origin set at the source location.

5.2 Velocity and attenuation analysis

We computed analytically the fast and slow P waves, S wave and EM wave velocities over the entire effective saturation range for the sand layer, using the SPC law derived by Guichet *et al.* (2003),

Table 4. Properties of the model described in Section 5.

	Sand	Sandstone
ϕ (%)	35	20
c_s	20	5
m	2.05	1.70
k_0 (m ²)	10^{-11}	10^{-13}
k_s (Pa)	35×10^9	36×10^9
G_s (Pa)	44×10^9	44×10^9
k_f (Pa)	2.27×10^9	2.27×10^9
k_{fr} (Pa)	2.84×10^9	14.40×10^9
G_{fr} (Pa)	2.49×10^9	14.08×10^9
η_w (Pa s)	1×10^{-3}	1×10^{-3}
η_g (Pa s)	1.8×10^{-5}	1.8×10^{-5}
ρ_s (kg m ⁻³)	2.6×10^3	2.6×10^3
ρ_w (kg m ⁻³)	1×10^3	1×10^3
ρ_g (kg m ⁻³)	1	1
C_0 (mol L ⁻¹)	1×10^{-3}	1×10^{-3}
σ (S m ⁻¹)	1.32×10^{-3}	7.54×10^{-4}
ζ (V)	-0.065	-0.065
κ_w	80	80
κ_s	4	4
κ_g	1	1
T (K)	298	298

at four frequencies: 50, 100, 150 and 200 Hz (Fig. 6). Both the fast P -wave and S -wave velocities do not vary significantly with frequency over the investigated frequency range. S -wave velocity variations are due to saturation-related effective fluid mass density changes and are very limited: V_S (m s⁻¹) monotonically decreases between 1200 and 1100 m s⁻¹ over the entire effective saturation range. On the other hand, the velocities for the Biot slow P wave and the EM wave are dramatically affected by the saturation level. V_{Ps} (m s⁻¹) increases from 2 to about 100 m s⁻¹ over the first half of the saturation range, before decreasing by a few m s⁻¹. V_{EM} (m s⁻¹) monotonically decreases by one order of magnitude over the effective saturation range, from 3×10^6 to 3×10^5 m s⁻¹ at 50 Hz. The velocities of both the Biot slow P wave and the EM wave are highly dispersive and frequency-dependent: the higher the frequency, the greater the velocity. We also plotted the quality factors against saturation for all four wave types, at 50, 100, 150 and 200 Hz (Fig. 7). The quality factor is defined as

$$Q = \frac{1}{2} \frac{Re(s)}{Im(s)}. \quad (22)$$

In eq. (22), s (S m⁻¹) is the slowness of the considered wave. The quality factor Q quantifies the effect of anelastic attenuation on seismic or EM waves; the smaller the quality factor, the greater the absorption. Fast P -wave and S -wave quality factors vary dramatically with the effective saturation. For instance, Q_{Pf} at 50 Hz decreases from 1.3×10^5 to about 500 when S_e increases from 0 to 0.45 before increasing again to 2.5×10^6 . On the other hand, for the frequency range investigated here, the EM quality factor variations are negligible: at 200 Hz, Q_{EM} only decreases between 0.5013 and 0.5 over the entire effective saturation range. This calls for a thorough investigation of the quality factor variations with frequency. For five saturation levels (20, 40, 60, 80 and 100 per cent), we plotted the quality factors against frequency f , with f ranging between 1 and 10^8 Hz (Fig. 8). The fast P waves and S waves display a similar behaviour, dictated by the fluid flow regime. For viscous fluid flow, that is, for $f < 2\pi\omega_t$, their quality factor decreases as ω_t/f : ω_t denotes here the angular transition frequency, defined as $(\eta S_w^m)/(Fk_0\rho_f)$. For inertial flows, that is, for $f > 2\pi\omega_t$,

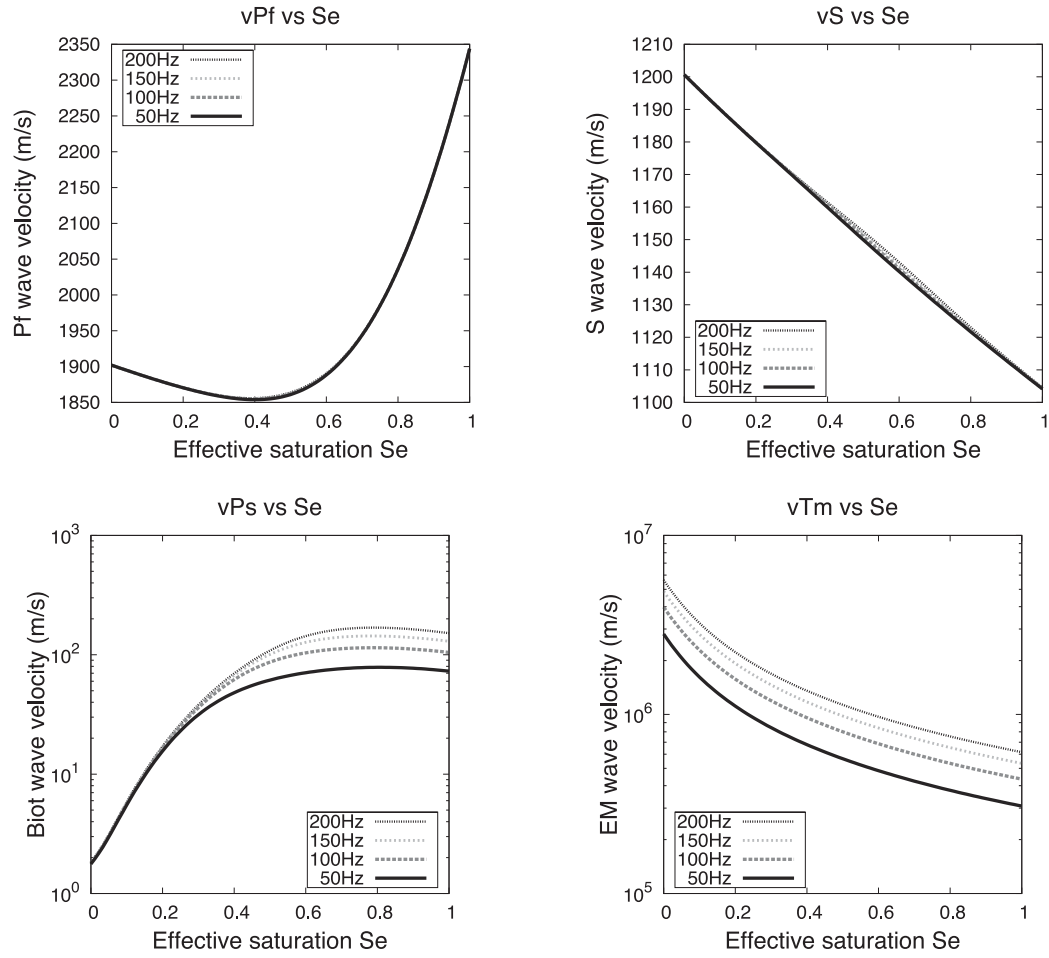


Figure 6. P wave, S wave, Biot slow wave and EM wave velocities as a function of effective saturation S_e for the sand layer described in Table 4. These velocities were computed at 50, 100, 150 and 200 Hz. Note that the P -wave and S -wave velocities are plotted with a linear scale.

Q_{Pf} and Q_S increase as $\sqrt{(f/\omega_t)}$. Therefore, attenuation is greatest when $f = 2\pi\omega_t$. It is interesting to note that the angular transition frequency ω_t increases with saturation: for instance, $\omega_t = 8.6$ Hz for $S_w = 20$ per cent, whereas $\omega_t = 11.6$ kHz at full saturation. For $S_w = 20$ per cent, the curves for Q_{Pf} and Q_S overlap, which means the attenuation is the same for both wave types. However, as saturation increases, the curve for Q_{Pf} is shifted upwards, while the curve for Q_S remains unaffected by saturation changes. For the Biot slow P wave, the quality factor remains constant in the viscous regime. For $f > 2\pi\omega_t$, Q_{Ps} increases with the same slope as the other volume waves. On the other hand, the EM wave quality factor is not affected by the fluid flow type but instead depends on the regime type: it has a different behaviour whether or not diffusion dominates over propagation. Q_{EM} is weak (close to 0.5) and frequency- and saturation-independent in the conduction current dominant diffusive regime, that is, at low frequencies. It increases with frequency in the displacement current dominant propagative regime, that is, for high frequencies. For simple materials, the transition frequency between both regimes is given by $f = \sigma(\omega)/(2\pi\epsilon(\omega))$ (Rubin & Hubbard 2005) and is therefore saturation-dependent.

5.3 Amplitude analysis

We also studied the amplitudes of the seismoelectric signals modelled with our programme. While it had virtually no influence on

velocities, the law chosen to compute the SPC directly influences the recovered amplitudes, which calls for a thorough comparison between the results granted by all four relations (Perrier & Morat 2000; Guichet *et al.* 2003; Revil *et al.* 2007; Allègre *et al.* 2010). Like its previous version, our modelling programme is based on the equations of Kennett & Kerry (1979), enabling to simulate the seismic and EM response of a porous tabular medium. Among other advantages, this formalism allows to boost chosen conversions by multiplying specific coefficients in the reflectivity-transmissivity matrices by arbitrary pre-factors. Multiplying the P_f -EM, S -EM and P_s -EM coefficients by an arbitrary factor of 10^8 before normalizing the corresponding electrogram by the same value allows to model the IR without the pollution of the coseismic wavefield. Using this technique, we plotted the IR maximum amplitudes against saturation S_w , for all four SPC relations (left-hand side graph in Fig. 9). It appears that using the SPC laws of Perrier & Morat (2000), Guichet *et al.* (2003) and Revil *et al.* (2007), the maximum amplitude of the IR monotonically decreases with increasing saturation. The IRs modelled using these laws reach a maximum value of about 2.5×10^{-4} V at residual saturation $S_w = 0.15$ (S_{wr}). They reach a minimum value of about 2.5×10^{-5} V at full saturation. As it could be expected, the IR follows a non-monotonic behaviour when using the relation introduced by Allègre *et al.* (2010). Its value increases from 8.8×10^{-5} V to a maximum value of 5.9×10^{-4} V when saturation increases from $S_w = 0.35$ up to a saturation close to 0.65, before decreasing with increasing saturation down to a value of 2.4×10^{-5} V

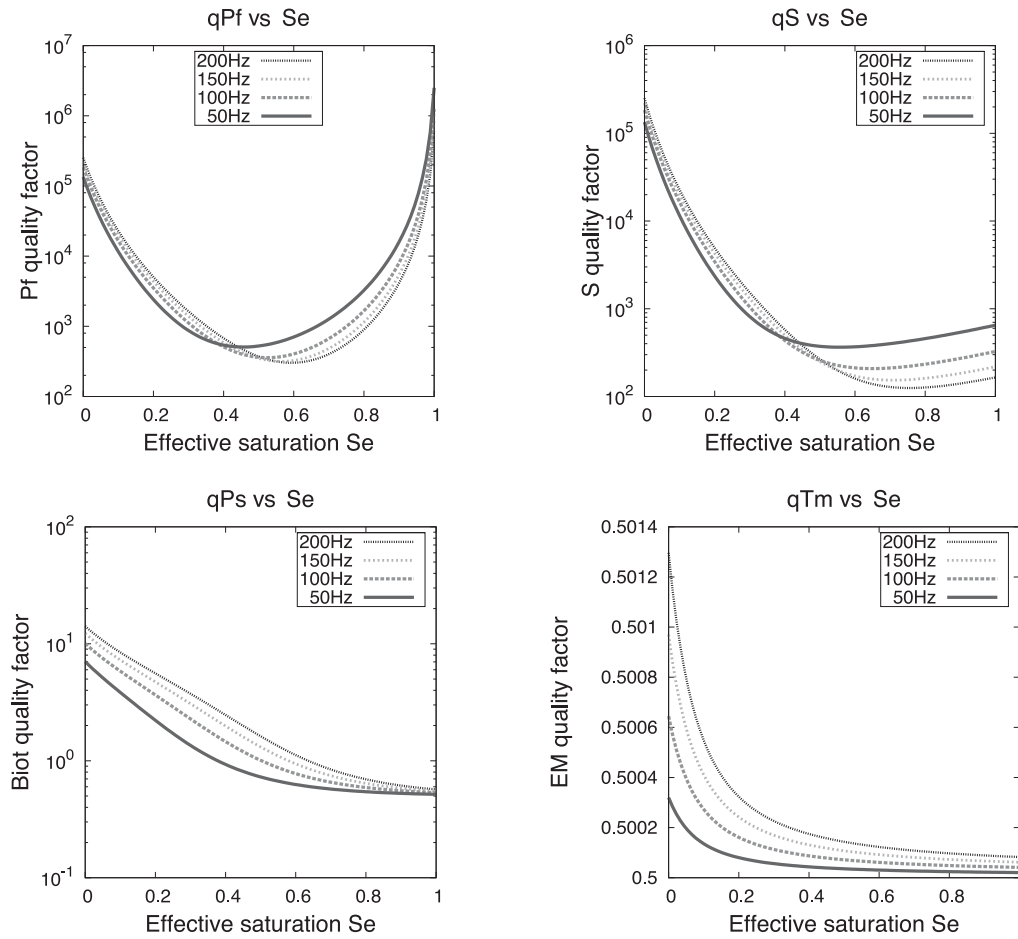


Figure 7. P wave, S wave, Biot slow wave and EM wave quality factors as a function of effective saturation S_e for the sand layer described in Table 4. These quality factors were computed at 50, 100, 150 and 200 Hz. Note that the EM wave quality factor is plotted with a linear scale.

at full saturation, about the same minimum value reached using the other laws. Therefore, the model of Allègre *et al.* (2010) returns the biggest IR amplitude of all four models (0.59 mV at $S_w = 0.65$).

In our previous work, when using the original programme to create synthetic seismoelectric recordings for full saturation conditions (Warden *et al.* 2012), we were never able to model an IR strong enough that it could be seen without subsequent filtering; we had to artificially amplify the IR with the technique mentioned above. This seemed problematic, as IRs, albeit very weak, have reportedly been measured in the field on several occasions (Haines *et al.* 2007). We thought that maybe water saturation contrasts could be responsible for the difference between the IR amplitudes measured in the field and those modelled with our original programme. To verify this hypothesis, we also plotted the coseismic surface wave mean amplitudes against saturation along with the maximum IR amplitudes (right-hand side graph in Fig. 9). It turns out that, as saturation decreases, the coseismic surface wave mean amplitude decreases for the SPC laws of Perrier & Morat (2000), Guichet *et al.* (2003) and Revil *et al.* (2007) from 1.3×10^{-2} V at full saturation, down to minimum values ranging from 8.7×10^{-6} V at $S_w = 0.15$ for the SPC derived from Revil *et al.* (2007) to 2.5×10^{-4} V for Perrier & Morat (2000). Therefore, as the water saturation falls down towards the residual saturation value S_{wr} , both the decreasing coseismic amplitudes and the increasing IR amplitudes make it progressively easier to detect the IR. For instance, according to our amplitude analysis, using the SPC derived by Revil *et al.* (2007), one may only start distinguishing the IR below $S_w = 0.35$. Modelling the

corresponding electrograms for $S_w = 0.25$ and $S_w = 0.35$ confirms this result (Fig. 10). On the other hand, the coseismic mean amplitude follows a ‘bell-shaped’ behaviour for the relation of Allègre *et al.* (2010): it increases from 1.3×10^{-2} V at full saturation to nearly 1.5×10^{-1} V at $S_w = 0.90$ before decreasing to 5.0×10^{-3} V at $S_w = 0.35$. In fact, for this set of parameters the IR maximum never exceeds the mean coseismic surface wave amplitude.

We also plotted the mean IR amplitude for a fixed saturation of a sand overburden ($S_w = 0.4$), whose thickness is allowed to increase from 5 to 50 m (Fig. 11). Quite unsurprisingly, the mean IR amplitude decreases with increasing thickness, mainly because the distance between the interface and the surface-located receivers increases. For instance, for the SPC law of Guichet *et al.* (2003) it decreases from 2.5×10^{-3} V at a depth of 5 m down to 9.3×10^{-6} V at a depth of 50 m. It turns out that, for shallow horizons, a change in the interface depth by only a few metres may modify the IR by an order of magnitude.

6 CAPILLARY FRINGE BETWEEN A SATURATED SAND HALF-SPACE AND A PARTIALLY SATURATED SAND OVERBURDEN

6.1 Model description

The simple subsurface layered models considered up to this point all simulate sharp saturation contrasts between consecutive units

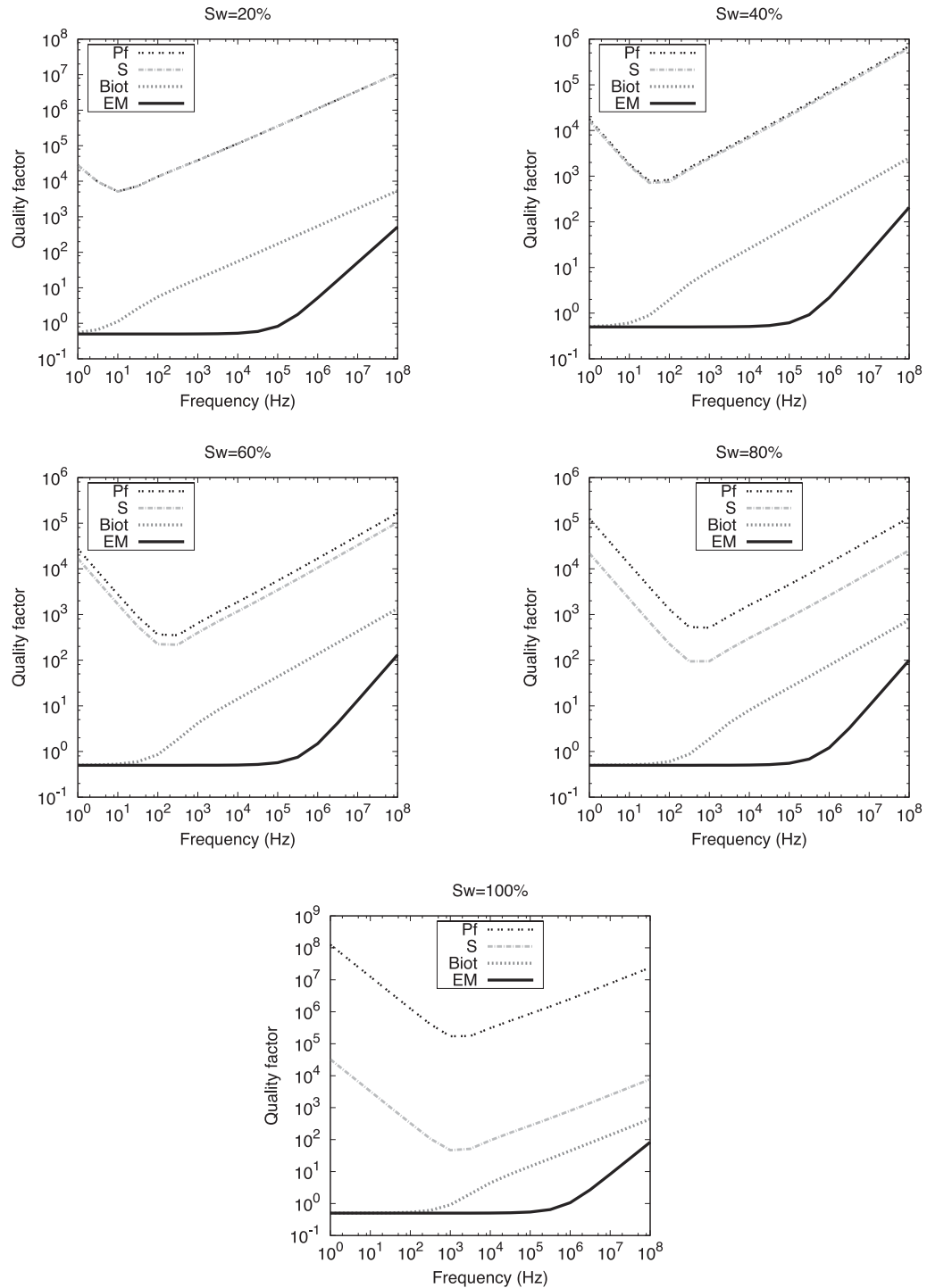


Figure 8. Seismic and electromagnetic quality factors versus frequency for 20, 40, 60, 80 and 100 per cent water saturation.

(Fig. 12a). In reality, instead of jumping from one value to the other, saturation may smoothly decrease with distance to the water table, due to capillary action. We use the partial saturation modelling programme to simulate such a capillary fringe between vadose and saturated sand layers (Table 5) by modelling a great number of very thin layers whose saturation increases by a small constant step from one layer to the other (Fig. 12b). In doing this, we adopt the definition according to which the unsaturated zone includes the capillary fringe: other authors may prefer to define the capillary fringe as being part of the saturated zone. We model here 100

layers, 0.5 cm thick, which saturation increases by $S_w = 0.5$ per cent from one layer to the next. The overburden has a water saturation of 50 per cent, while the fully saturated half-space simulates an aquifer ($S_w = 1$). The thickness of the capillary fringe is controlled by the pore sizes; it is generally less for coarse-grain materials than for fine-grain materials (Kaufman *et al.* 2011). As it was reported to be less than 1 m thick in sands (Walker 2012), we chose to work with a capillary zone 0.5 m thick, embedded between 29.5 and 30 m. Seismic and seismoelectromagnetic waves are generated by a vertical source of peak frequency $f_{\text{peak}} = 120$ Hz, buried 3 m deep,

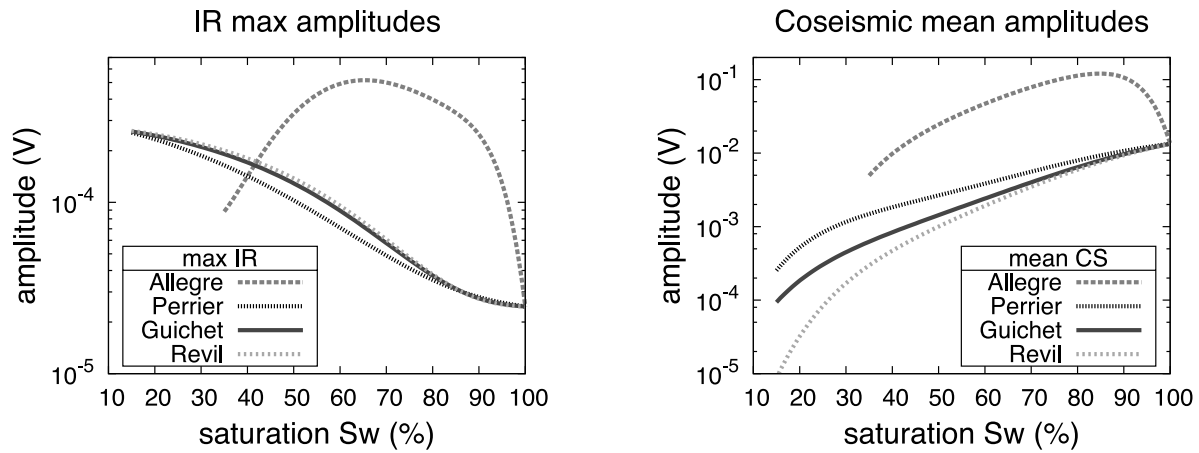


Figure 9. Interface response maximum amplitude and coseismic mean amplitude values versus saturation using the SPC derived by Perrier & Morat (2000), Guichet *et al.* (2003), Revil *et al.* (2007) and Allègre *et al.* (2010).

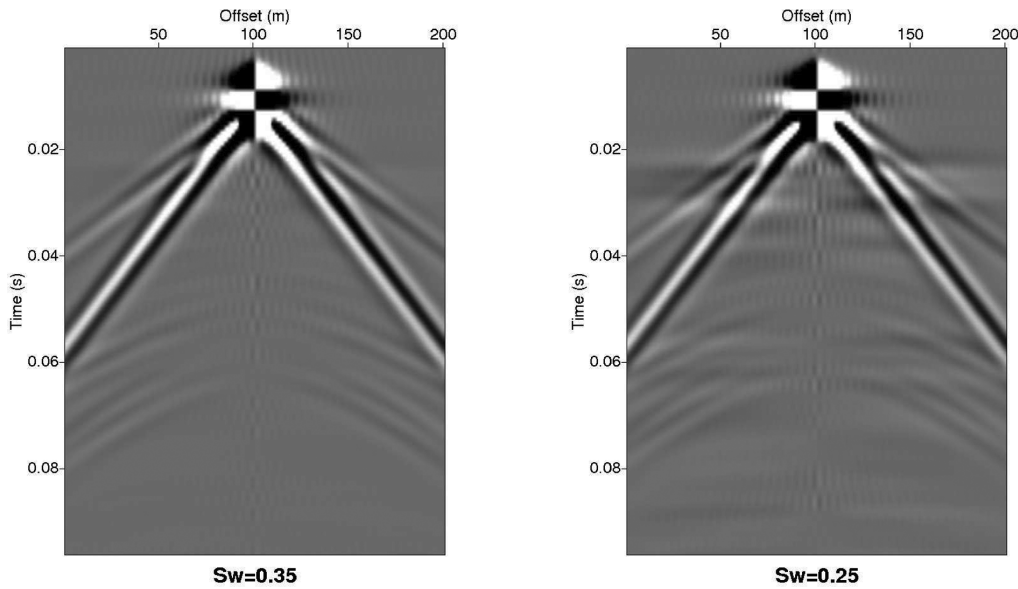


Figure 10. Horizontal electric field generated with our modelling code for the SPC derived by Revil *et al.* (2007) for $S_w = 0.35$ and $S_w = 0.25$. As one could deduce from Fig. 9, the interface response at 0.020 s can be distinguished when S_w falls below 0.35.

and recorded by 201 receivers evenly spaced between $x = -50$ and 50 m.

6.2 Influence of the capillary fringe on the IR

We compared the horizontal electric field E_x generated both for a subsurface model exhibiting a sharp saturation contrast between the vadose and saturated sand layers (Fig. 12a) and a model including a capillary fringe (Fig. 12b). To recover the IR free from the coseismic waves, we proceeded as in Section 5.3, by multiplying the P_f -EM, S -EM and P_s -EM coefficients by an arbitrary factor before normalizing the resulting electrograms by the same value. Both seismoelectric recordings appear very similar (Fig. 13). They exhibit a first event of zero moveout around 45 ms, a time corresponding to the sum of the traveltime needed by the fast P wave to go from the source to the interface and for the converted EM wave to travel back to the receivers deployed at the ground surface. A second ‘flat’ event of lower magnitude appears around 68 ms: it corresponds to the converted S -EM wave.

Although the IRs modelled with or without a capillary fringe closely resemble each other, their amplitudes are very different. We have computed the IR mean amplitude versus offset over a 25 samples window centred on the P_f -EM conversion (Fig. 13a) and the S -EM conversion (Fig. 13b). The P_f -EM IR obtained by modelling a capillary fringe consisting of 100 layers appears roughly 2.5 times weaker than the IR recovered by simulating a simple contact (Fig. 14): for a simple contact, the P_f -EM IR mean amplitude at offset $x = 15$ m is 3.4×10^{-5} V, versus only 1.3×10^{-5} V for a 100 layers capillary fringe model. Modelling other capillary fringes using a smaller number of layers (e.g. 10 or 50 layers) yields the same result. On the other hand, the S -EM IR obtained for a tabular model including a capillary fringe is slightly stronger than the IR recovered for a simple contact between the vadose and saturated sand layers (4.5×10^{-6} V versus 4.0×10^{-6} V at offset $x = 12$ m). These results suggest that it would be harder to measure such an IR for a smooth saturation transition at the top of the water table than for a sharp saturation contrast between the vadose and saturated zones.

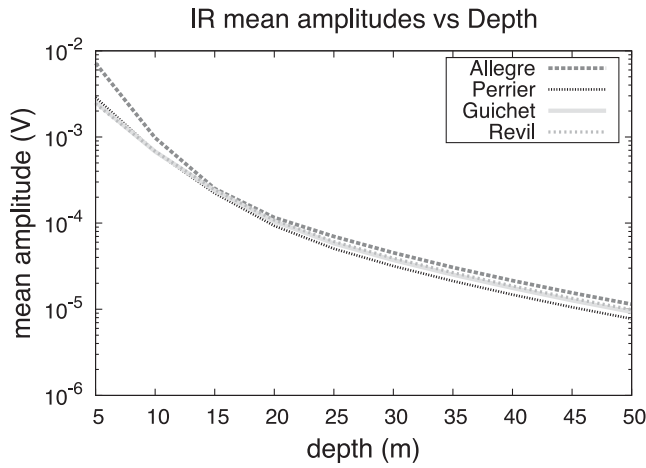


Figure 11. Interface response maximum amplitude values in the sand overburden as a function of the depth of the interface between the unsaturated sand layer ($S_w = 40$ per cent) and the fully saturated sandstone half-space. These results were modelled for the SPC laws of Perrier & Morat (2000), Guichet *et al.* (2003), Revil *et al.* (2007) and Allègre *et al.* (2010).

7 CONCLUSION

In this paper, we extended Pride's theory originally developed to simulate seismoelectromagnetic wave conversions in fully saturated porous media to partial saturation conditions. To achieve this goal, mechanical, EM and coupling constitutive properties were computed for a water/air mixture. In particular, a generalization of Biot–Gassmann theory to the unsaturated case was performed through a simple homogenization technique. For the EM properties, we used the CRIM formula to determine the effective fluid permittivity and an extension of Pride's equation to compute the conductivity of the fluid in unsaturated rocks. The saturation-dependent electrokinetic coupling was tested using various laws experimentally derived to describe the behaviour of the SPC against water saturation. These changes have been incorporated into an existing seismoelectromagnetic wave propagation algorithm, originally developed to study seismoelectric properties in saturated stratified media. This new code is used to model the seismoelectric response of a simple tabular medium for which the saturation in the sand overburden is allowed to vary, while remaining constant in the underlying sandstone half-space. A thorough amplitude analysis reveals that, using

Table 5. Properties of the model described in Section 6.

	Sand overburden	Sand half-space
ϕ	35	35
c_s	20	20
m	2.05	2.05
k_0 (m ²)	10^{-11}	10^{-11}
k_s (Pa)	35×10^9	35×10^9
G_s (Pa)	44×10^9	44×10^9
k_f (Pa)	2.27×10^9	2.27×10^9
k_{fr} (Pa)	2.84×10^9	2.84×10^9
G_{fr} (Pa)	2.49×10^9	2.49×10^9
η_w (Pa s)	1×10^{-3}	1×10^{-3}
η_g (Pa s)	1.8×10^{-5}	1.8×10^{-5}
ρ_s (kg m ⁻³)	2.6×10^3	2.6×10^3
ρ_w (kg m ⁻³)	1×10^3	1×10^3
ρ_g (kg m ⁻³)	1	1
C_0 (mol L ⁻¹)	1×10^{-3}	1×10^{-3}
σ (S m ⁻¹)	3.22×10^{-4}	1.32×10^{-3}
ζ (V)	-0.065	-0.065
κ_w	80	80
κ_s	4	4
κ_g	1	1
T (K)	298	298
S_w	0.5	1

the SPC laws of Perrier & Morat (2000), Guichet *et al.* (2003) and Revil *et al.* (2007), the amplitude ratio between the IR and the coseismic signal increases with decreasing water saturation of the shallow sandy layer. For instance, the IR maximum amplitude at full saturation is three orders of magnitude smaller than the coseismic mean amplitude, using the SPC law derived by Perrier & Morat (2000), which means that, for fully saturated media, the IR is very difficult to detect. On the other hand, using the same SPC law under residual saturation conditions, the IR maximum amplitude is five times greater than the coseismic mean amplitude. Therefore, an IR created by a saturation contrast may be easier to detect than a seismoelectric conversion occurring at the boundary between two fully saturated units. This result accounts for the amplitude contrasts between the IRs and the coseismic signals observed in the field over unsaturated environments, which could not be explained using the original version of the code, allowing to model only saturated conditions. On the other hand, the non-monotonic SPC law of Allègre

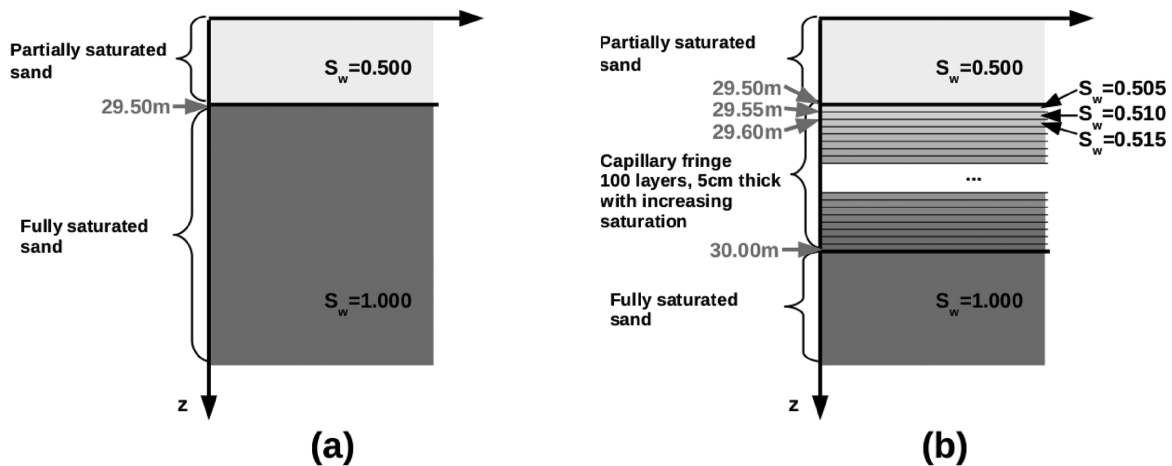


Figure 12. Tabular models used to simulate (a) a simple contact between a shallow unsaturated sand layer and a saturated sand half-space and (b) a capillary fringe between these two units. The capillary fringe is modelled by 100 thin unsaturated layers, 0.5 cm thick, which saturation increases with depth with a step of $S_w = 0.5$ per cent between two consecutive layers.

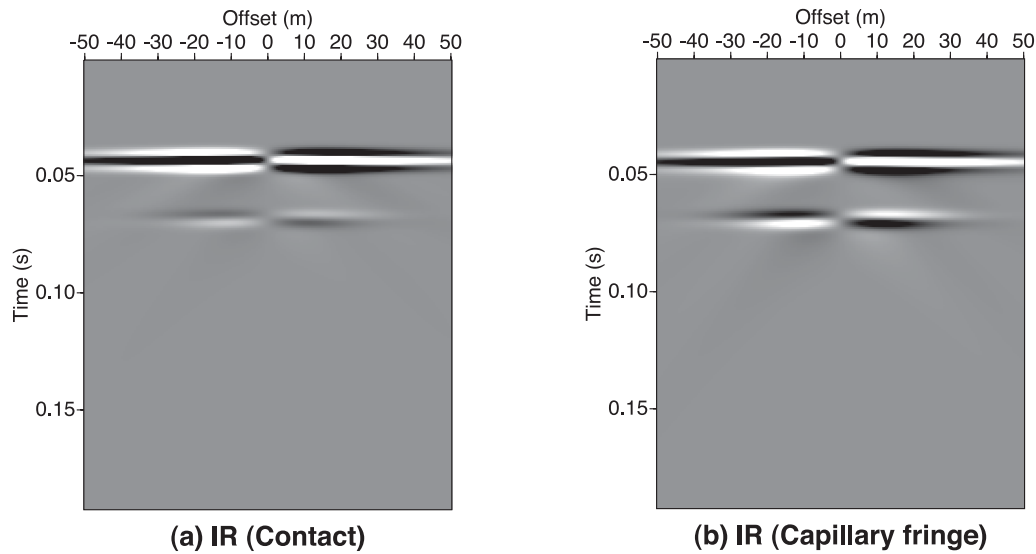


Figure 13. Interface responses modelled for (a) a simple contact between a shallow unsaturated sand layer and a saturated sand half-space and (b) a capillary fringe between these two units (see Fig. 12). The SPC law of Revil *et al.* (2007) was used here.

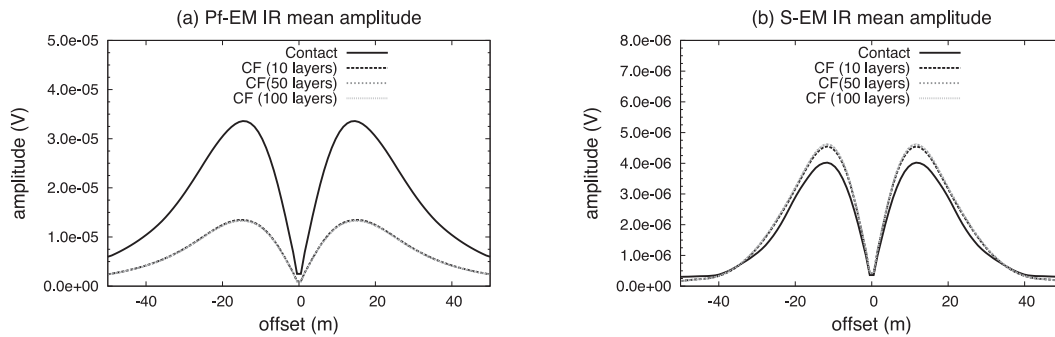


Figure 14. Interface Response mean amplitude distribution as a function of offset, for a simple contact (solid black line) and for several capillary models designed with a different numbers of layers (grey broken lines). (a) P_f -EM conversion. (b) S -EM conversion. The SPC law of Guichet *et al.* (2003) was used here. For the P_f -EM conversion, the models including a capillary fringe yield lower IR amplitudes than the model with a sharp saturation contrast.

et al. (2010) yields a greater maximum IR amplitude than the other three models: this maximum IR amplitude is reached at a saturation of $S_w = 0.65$. Furthermore, our extended programme is also used to model a capillary fringe at the top of a water table. This study suggests that such a smooth saturation transition may be harder to detect than a sharp saturation contrast between two consecutive layers, as P_f -EM IR amplitudes recovered for subsurface models including a capillary zone appear smaller than for models exhibiting a sharp contrast. On the other hand, S -EM IRs seem slightly stronger for capillary fringe models than for sharp saturation contrasts. This result suggests that seismoelectric imaging using S -wave sources may allow to detect smooth saturation transition zones.

Our developments open the possibility for further investigations beyond the scope of this paper. In future work, one should attempt to simulate seismoelectric wave propagation in complex multiphase porous media with gas/brine or oil/brine mixtures filling the pore space. In this case, one would need to find another way to derive the saturation-dependent seismoelectric coupling $L_0(S_w)$ in the other mixtures, which may imply using other laws describing the SPC behaviour for complex multiphase fluids (Moore *et al.* 2004; Jackson 2010). Moreover, our programme will be able to model a wide variety of environments, such as temperate glaciers (Kulesa *et al.* 2006). Finally, future studies about the transfer functions under unsaturated conditions are also needed and will be possible using our developments.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported by CNRS. As part of the TRANSient ElectroKinetics (TRANSEK) project, this work was supported by the French National Research Agency. The authors would like to thank Evert Slob and one anonymous reviewer for their comments. The authors would also like to thank Michel Dietrich for useful discussions. SW would like to thank Damien Jougnot and Philippe Leroy for their insightful tips.

REFERENCES

- Allègre, V., Jouniaux, L., Lehmann, F. & Sailhac, P., 2010. Streaming potential dependence on water-content in Fontainebleau sand, *Geophys. J. Int.*, **182**, 1248–1266.
- Allègre, V., Lehmann, F., Ackerer, P., Jouniaux, L. & Sailhac, P., 2012. A 1D modelling of streaming potential dependence on water content during drainage experiment in sand, *Geophys. J. Int.*, **189**(1), 285–295.
- Allen, T., 1996. *Particle Size Measurement: Surface Area and Pore Size Determination*, Springer Verlag, New York.
- Bard, A.J. & Faulkner, L.R., 2001. *Electrochemical Methods: Fundamentals and Applications*, John Wiley and Sons, New York.
- Barrière, J., Bordes, C., Brito, D., Sénéchal, P. & Perroud, H., 2012. Laboratory monitoring of P -waves in partially saturated sand, *Geophys. J. Int.*, **191**(3), 1152–1170.

- Batzle, M.L. & Wang, Z., 1992. Seismic properties of pore fluids, *Geophysics*, **57**(11), 1396–1408.
- Biot, M.A., 1956a. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: I. Low frequency range, *J. acoust. Soc. Am.*, **28**(2), 168–178.
- Biot, M.A., 1956b. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: II. High frequency range, *J. acoust. Soc. Am.*, **28**(2), 178–191.
- Birchak, J., Gardner, C., Hipp, J. & Victor, J., 1974. High dielectric constant microwave probes for sensing soil moisture, *Proc. IEEE*, **62**(1), 93–98.
- Block, G.I. & Harris, J.G., 2006. Conductivity dependence of seismoelectric wave phenomena in fluid-saturated sediments, *J. geophys. Res.*, **111**, B01304, doi:10.1029/2005JB003798.
- Bordes, C., Garambois, S., Jouniaux, L. & Senechal, P., 2009. Seismoelectric measurements for the characterization of partially saturated porous media, *American Geophysical Union, Fall Meeting 2009*, abstract #NS31B-1161.
- Bordes, C., Jouniaux, L., Garambois, S., Dietrich, M., Pozzi, J.-P. & Gaffet, S., 2008. Evidence of the theoretically predicted seismo-magnetic conversion, *Geophys. J. Int.*, **174**, 489–504.
- Brie, A., Pampuri, F., Marsala, A. & Meazza, O., 1995. Shear sonic interpretation in Gas-Bearing sands, in *Proceedings of the Annual Technical Conference and Exhibition*, Society of Petroleum Engineers, paper 30595-MS.
- Brovelli, A., Cassiani, G., Dalla, E., Bergamini, F., Pitea, D. & Binley, A.M., 2005. Electrical properties of partially saturated sandstones: novel computational approach with hydrogeophysical applications, *Water Resour. Res.*, **41**(3), doi:10.1029/2004WR003628.
- Butler, K.E., 1993. Subtraction of powerline harmonics from geophysical records, *Geophysics*, **58**(6), 898–903.
- Butler, K.E., 1996. Measurement of the seismoelectric response from a shallow boundary, *Geophysics*, **61**(6), 1769–1778.
- Butler, K.E. & Russell, R.D., 2003. Cancellation of multiple harmonic noise series in geophysical records, *Geophysics*, **68**(3), 1083–1090.
- Cadoret, T., Marion, D. & Zinszner, B., 1995. Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones, *J. geophys. Res.*, **100**(B6), 9789–9803.
- Carcione, J., Picotti, S., Gei, D. & Rossi, G., 2006. Physics and seismic modeling for monitoring CO₂ storage, *Pure appl. Geophys.*, **163**(1), 175–207.
- Chapman, D.L., 1913. A Contribution to the Theory of Electrocapillarity, *Phil. Mag.*, **25**(6), 475–481.
- Chen, B. & Mu, Y., 2005. Experimental studies of seismoelectric effects in fluid-saturated porous media, *J. geophys. Eng.*, **2**, 222–230.
- Davis, J.A., James, R.O. & Leckie, J., 1978. Surface ionization and complexation at the Oxide/water interface, *J. Colloid Interface Sci.*, **63**, 480–499.
- Dukhin, S.S. & Derjaguin, B.V., 1974. *Surface and Colloid Science*, ed. Matijevic, E., John Wiley and Sons, New York.
- Dupuis, J.C. & Butler, K.E., 2006. Vertical seismoelectric profiling in a borehole penetrating glaciofluvial sediments, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L16301, doi:10.1029/2006GL026385.
- Dupuis, J.C., Butler, K.E. & Kepic, A.W., 2007. Seismoelectric imaging of the vadose zone of a sand aquifer, *Geophysics*, **72**(6), A81–A85.
- Dupuis, J.C., Butler, K.E., Kepic, A.W. & Harris, B.D., 2009. Anatomy of a seismoelectric conversion: measurements and conceptual modeling in boreholes penetrating a sandy aquifer, *J. geophys. Res.*, **114**, B10306, doi:10.1029/2008JB005939.
- Dupuy, B., De Barros, L., Garambois, S. & Virieux, J., 2011. Wave propagation in heterogeneous porous media formulated in the frequency-space domain using a discontinuous Galerkin method, *Geophysics*, **76**(4), N13–N28.
- Dvorkin, J. & Nur, A., 1998. Acoustic signatures of patchy saturation, *Int. J. Solids Struct.*, **35**(34–35), 4803–4810.
- Frenkel, J., 1944. On the theory of seismic and electroseismic phenomena in a moist soil, *J. Phys.*, **8**(4), 230–241.
- Garambois, S. & Dietrich, M., 2001. Seismoelectric wave conversions in porous media: field measurements and transfer function analysis, *Geophysics*, **66**(5), 1417–1430.
- Garambois, S. & Dietrich, M., 2002. Full waveform numerical simulations of seismoelectromagnetic wave conversions in fluid-saturated stratified porous media, *J. geophys. Res.*, **107**, B72148, doi:10.1029/2001JB000316.
- Garambois, S., Sénéchal, P. & Perroud, H., 2002. On the use of combined geophysical methods to assess water content and water conductivity of near-surface formations, *J. Hydrol.*, **259**(1–4), 32–48.
- Glover, P.W.J., Walker, E. & Jackson, M.D., 2012. Streaming-potential coefficient of reservoir rock: a theoretical model, *Geophysics*, **77**(2), D17–D43.
- Gomaa, M.M.N.R.C., 2008. Relation between electric properties and water saturation for hematitic sandstone with frequency, *Ann. Geophys.*, **51**, 801–811.
- Gouy, G.L., 1910. Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte, *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, **9**(4), 457–468.
- Gueguen, Y. & Palciauskas, V., 1994. *Introduction to the Physics of Rocks*, Princeton University Press, Princeton.
- Guichet, X., Jouniaux, L. & Pozzi, J., 2003. Streaming potential of a sand column in partial saturation conditions, *J. geophys. Res.*, **108**, B32141, doi:10.1029/2001JB001517.
- Haartsen, M.W. & Pride, S.R., 1997. Electrostatic waves from point sources in layered media, *J. geophys. Res.*, **102**(B11), 24 745–24 769.
- Haines, S.S. & Pride, S.R., 2006. Seismoelectric numerical modeling on a grid, *Geophysics*, **71**(6), N57–N65.
- Haines, S.S., Pride, S.R., Klemperer, S.L. & Biondi, B., 2007. Seismoelectric imaging of shallow targets, *Geophysics*, **72**(2), G9–G20.
- Hu, H., Guan, W. & Harris, J.M., 2007. Theoretical simulation of electroacoustic borehole logging in a fluid saturated porous formation, *J. acoust. Soc. Am.*, **122**(1), 135–145.
- Hunt, C.W. & Worthington, M.H., 2000. Borehole electrokinetic responses in fracture dominated hydraulically conductive zones, *Geophys. Res. Lett.*, **27**(9), 1315–1318.
- Jackson, M.D., 2010. Multiphase electrokinetic coupling: insights into the impact of fluid and charge distribution at the pore scale from a bundle of capillary tubes model, *J. geophys. Res.*, **115**, B07206, doi:10.1029/2009JB007092.
- Jardani, A., Revil, A., Slob, E. & Söllner, W., 2010. Stochastic joint inversion of 2D seismic and seismoelectric signals in linear poroelastic materials: a numerical investigation, *Geophysics*, **75**(1), N19–N31.
- Johnson, D.L., Koplik, J. & Dashen, R., 1987. Theory of dynamic permeability in fluid saturated porous media, *J. Fluid. Mech.*, **176**, 379–402.
- Jouniaux, L. & Bordes, C., 2012. Frequency-dependent streaming potentials: a review, *Int. J. Geophys.*
- Jouniaux, L. & Ishido, T., 2012. Electrokinetics in Earth Sciences: a tutorial, *Int. J. Geophys.*, **2012**, doi:10.1155/2012/286107.
- Kaufman, M.M., Rogers, D.T. & Murray, K.S., 2011. *Urban Watersheds: Geology, Contamination, and Sustainable Development*, CRC Press, Boca Raton.
- Kennett, B.L.N. & Kerry, N.J., 1979. Seismic waves in a stratified half space, *Geophys. J. Int.*, **57**(3), 557–583.
- Knight, R. & Dvorkin, J., 1992. Seismic and electrical properties of sandstones at low saturations, *J. geophys. Res.*, **97**, 17 425–17 432.
- Knight, R. & Nolen-Hoeksema, R., 1990. A laboratory study of the dependence of elastic wave velocities on pore scale fluid distribution, *Geophys. Res. Lett.*, **17**, 1529–1532.
- Knight, R.J., 1984. *The dielectric constant of sandstones, 5 Hz to 13 MHz*, PhD thesis, Stanford University.
- Knight, R.J. & Nur, A., 1987. The dielectric constant of sandstones, 60 kHz to 4 MHz, *Geophysics*, **52**, 644–654.
- Kröger, B. & Kemna, A., 2012. Anatomical and morphogenetic analysis of seismoelectric conversion patterns at geological units, in *Proceedings of the EGU General Assembly Conference Abstracts*, vol. 14, EGU, Munich p. 1676.
- Kulesa, B., Murray, T. & Rippin, D., 2006. Active seismoelectric exploration of glaciers, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L07503, doi:10.1029/2006GL025758.
- Mavko, G., Mukerji, T. & Dvorkin, J., 2009. *The Rock Physics Handbook: Tools for Seismic Analysis of Porous Media*, Cambridge University Press, Cambridge.

- Mikhailov, O.V., Queen, J. & Toksöz, M.N., 2000. Using borehole electro-seismic measurements to detect and characterize fractured (permeable) zones, *Geophysics*, **65**(4), 1098–1112.
- Moore, J.F., Glaser, S.D. & Morrison, H.F., 2004. The streaming potential of liquid carbon dioxide in Berea sandstone, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L17610, doi:10.1029/2004GL020774.
- Müller, T.M., Gurevich, B. & Lebedev, M., 2010. Seismic wave attenuation and dispersion resulting from wave-induced flow in porous rocks—a review, *Geophysics*, **75**(5), 75A147–75A164.
- Neev, J. & Yeatts, F.R., 1989. Electrokinetic effects in fluid-saturated poroelastic media, *Phys. Rev. B*, **13**, 9135–9141.
- Overbeek, J.T.G., 1952. Electrochemistry of the double layer, in *Colloid Science, Irreversible Systems*, Vol. 1, pp. 115–193, ed. Kruyt, H.R., Elsevier, Amsterdam.
- Perrier, F. & Morat, P., 2000. Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone, *Pure appl. Geophys.*, **157**(5), 785–810.
- Plug, W.-J., Slob, E., van Turnhout, J. & Bruining, J., 2007. Capillary pressure as a unique function of electric permittivity and water saturation, *Geophys. Res. Lett.*, **34**(13), doi:10.1029/2007GL029674.
- Pride, S., 1994. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media, *Phys. Rev. B*, **50**(21), 15 678–15 696.
- Pride, S. & Morgan, F.D., 1991. Electrokinetic dissipation induced by seismic waves, *Geophysics*, **56**(7), 914–925.
- Pride, S.R., 2005. *Relationships between Seismic and Hydrological Properties*, Vol. 50, Springer, Netherlands.
- Pride, S.R. & Haarsen, M.W., 1996. Electro-seismic wave properties, *J. acoust. Soc. Am.*, **100**(3), 1301–1315.
- Ren, H., Chen, X. & Huang, Q., 2012. Numerical simulation of coseismic electromagnetic fields associated with seismic waves due to finite faulting in porous media, *Geophys. J. Int.*, **188**(3), 925–944.
- Reppert, P.M., Morgan, F.D., Lesmes, D.P. & Jouniaux, L., 2001. Frequency-dependent streaming potentials, *J. Colloid Interface Sci.*, **234**, 194–203.
- Revil, A. & Linde, N., 2006. Chemico-electromechanical coupling in microporous media, *J. Colloid Interface Sci.*, **302**(2), 682–694.
- Revil, A., Linde, N., Cerepi, A., Jougnot, D., Matthäi, S. & Finsterle, S., 2007. Electrokinetic coupling in unsaturated porous media, *J. Colloid Interface Sci.*, **313**(1), 315–327.
- Ritchey, J.D. & Rumbaugh, J.O., 1996. *Subsurface Fluid Flow (Ground-Water and Vadose Zone) Modeling*, ASTM, West Conshohocken.
- Rubin, Y. & Hubbard, S.S., 2005. *Hydrogeophysics*, Springer, Berlin.
- Schakel, M.D., Smeulders, D.M.J., Slob, E.C. & Heller, H.K.J., 2011. Seismoelectric interface response: experimental results and forward model, *Geophysics*, **76**(4), N29–N36.
- Schakel, M.D., Smeulders, D.M.J., Slob, E.C. & Heller, H.K.J., 2012. Seismoelectric fluid/porous-medium interface response model and measurements, *Transp. Porous media*, **93**, 271–282.
- Schoemaker, F.C., Smeulders, D.M.J. & Slob, E.C., 2007. Simultaneous determination of dynamic permeability and streaming potential, *SEG Expanded Abstr.*, **26**(1), 1555–1559.
- Singarimbun, A., Mahardika, H., Srigutomo, W. & Fauzi, U., 2008. A preliminary result of seismoelectric responses study on shallow fluid-saturated layer: numerical modeling using transfer function approach, *Indonesian J. Phys.*, **19**(3), 61–68.
- Singer, J., Saunders, J., Holloway, L., Stoll, J.B., Pain, C., Stuart-Bruges, W. & Mason, G., 2005. Electrokinetic logging has the potential to measure the permeability, in *Society of Petrophysicists and Well Log Analysts, 46th Annual Logging Symposium*.
- Stern, O., 1924. Zur Theorie der electrolytischen Doppelschicht, *Z. Electrochem.*, **30**, 508–516.
- Strahser, 2007. Polarisation and slowness of seismoelectric signals: a case study, *Near Surf. Geophys.*, **5**, 97–114.
- Strahser, M., Jouniaux, L., Sailhac, P., Matthey, P. & Zillmer, M., 2011. Dependence of seismoelectric amplitudes on water content, *Geophys. J. Int.*, **187**(3), 1378–1392.
- Teja, A.S. & Rice, P., 1981. Generalized corresponding states method for the viscosities of liquid mixtures, *Ind. Eng. Chem. Fund.*, **20**(1), 77–81.
- Thompson, A.H. & Gist, G.A., 1993. Geophysical applications of electrokinetic conversion, *The Leading Edge*, **12**(12), 1169–1173.
- Thompson, A.H. et al., 2005. Field tests of electroseismic hydrocarbon detection, *Geophysics*, **72**, 565–568.
- Thompson, A.H., Sumner, J.R. & Hornbostel, S.C., 2007. Electromagnetic-to-seismic conversion, *Leading Edge*, **26**(4), 428–435.
- Toksöz, M.N. & Zhu, Z., 2005. Seismoelectric and seismomagnetic measurements in fractured borehole models, *Geophys.*, **70**(4), F45–F51.
- Vinogradov, J. & Jackson, M., 2011. Multiphase streaming potential in sandstones saturated with gas/brine and oil/brine during drainage and imbibition, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L01301, doi:10.1029/2010GL045726.
- Walker, M., ed., 2012. *Hot Deserts: Engineering, Geology and Geomorphology: Engineering Group Working Party Report*, Geological Society.
- Warden, S., Garambois, S., Sailhac, P., Jouniaux, L. & Bano, M., 2012. Curvelet-based seismoelectric data processing, *Geophys. J. Int.*, **190**, 1533–1550.
- White, J.E., 1975. Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation, *Geophysics*, **40**(2), 224–232.
- Yamazaki, K., 2012. Estimation of temporal variations in the magnetic field arising from the motional induction that accompanies seismic waves at a large distance from the epicentre, *Geophys. J. Int.*, **190**, 1393–1403.
- Zhu, Z. & Toksöz, M.N., 2003. Crosshole seismoelectric measurements in borehole models with fractures, *Geophysics*, **68**(5), 1519–1524.
- Zhu, Z., Haarsen, M.W. & Toksöz, M.N., 1999. Experimental studies of electrokinetic conversions in fluid-saturated borehole models, *Geophysics*, **64**, 1349–1356.
- Zyserman, F.I., Gauzellino, P.M. & Santos, J.E., 2010. Finite element modeling of SHTE and PSVTM electroseismics, *J. appl. Geophys.*, **72**(2), 79–91.

SUPPORTING INFORMATION

Additional Supporting Information may be found in the online version of this article:

Figure S1. Dielectric constant versus water saturation S_w as measured by Knight (1984) on Berea ($\phi = 19.7$ per cent) sandstone samples and Gomaa (2008) for Aswan ($\phi = 23$ per cent) sandstone. The dielectric constant computed with the CRIM formula for a sandstone ($\phi = 23$ per cent) is also plotted for comparison.

Figure S2. Results of the reciprocity test described in subsection 1.2 (<http://gji.oxfordjournals.org/lookup/suppl/doi:10.1093/gji/ggt198/-/DC1>).

Please note: Oxford University Press are not responsible for the content or functionality of any supporting materials supplied by the authors. Any queries (other than missing material) should be directed to the corresponding author for the article.

5.3 Proposition pour un supplément électronique à “*Seismoelectric wave propagation numerical modeling in partially saturated materials*”

5.3.1 Comparison between laboratory dielectric constant measurements on sandstones at various frequencies

Figure 5.5 compiles the dielectric constant values measured on Berea sandstone samples of porosity $\phi=19.7\%$ at different saturation levels by Knight (1984) at frequencies of 57 kHz, 11.7 MHz and 13 MHz. The values measured by Gomaa (2008) at 100Hz for clean (clay-free) Aswan hematitic sandstone samples with 23 % porosity are also plotted. Finally, Figure 5.5 displays the dielectric constant as a function of saturation S_w as predicted by the CRIM formula for a clean sandstone with 23 % porosity.

5.3.2 Reciprocity test

Checking for the reciprocity of the Green's tensor is a common way to search for errors in a numerical program. In this Section, we show that the program we have developed under partial saturation conditions verifies these reciprocity relations for coupled seismic / electromagnetic waves. We consider a simple tabular model, consisting of a partially saturated sandstone layer with $S_w=0.4$, 30 m thick, on top of a saturated sandstone halfspace. We model two source-receiver configurations :

- shallow source ($z_s=1$ m) and receivers set at depth ($z_r=59$ m), noted “down” in Figures 5.9 (a) and (c)), as most of the energy travels downwards.
- buried source ($z_s=59$ m) with a string of shallow receivers ($z_r=1$ m), noted “up” in Figures 5.9 (b) and (d)).

In both configurations, a 10 m offset along y was introduced between the source and receivers. In Figure 5.9, we have modeled only the interfacial conversions. The notation “ uz/Dx ” (Figure 5.9 (a)) refers to the vertical displacement created by a dipole oriented along x . This seismogram correlates well with the electrogram displaying the electric field along x obtained using a mechanical source along z . The maximum amplitude for the “ uz/Dx ” case (5.049×10^{-6}) is close to the maximum amplitude obtained for the “ Ex/Fz ” case (5.016×10^{-6}). In a similar way, the recordings displayed in Figures 5.9 (b) and (d) correlate well and show the same maximum amplitude (1.595×10^{-6}).

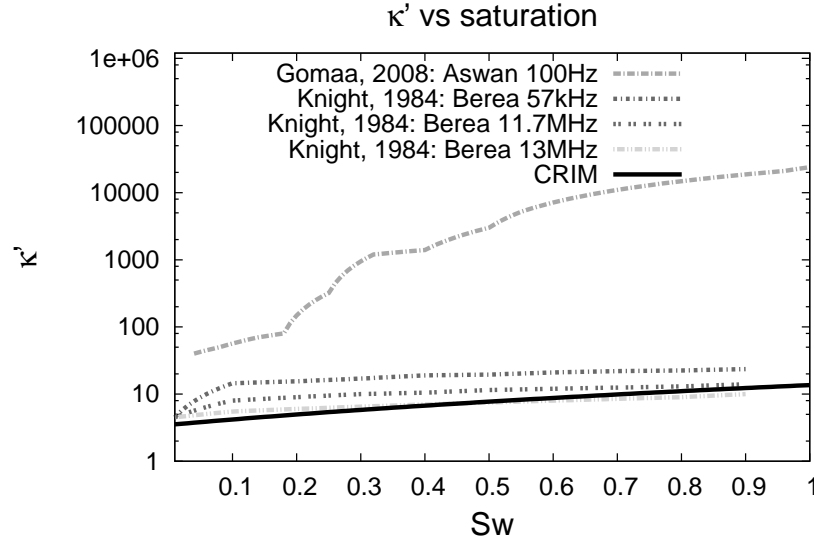


FIGURE 5.5 – Dielectric constant versus water saturation S_w as measured by Knight (1984) on Berea ($\phi=19.7\%$) sandstone samples and Gomaa (2008) for Aswan ($\phi=23\%$) sandstone. The results obtained with the CRIM formula for a sandstone with a porosity $\phi=23\%$ are also plotted for comparison.

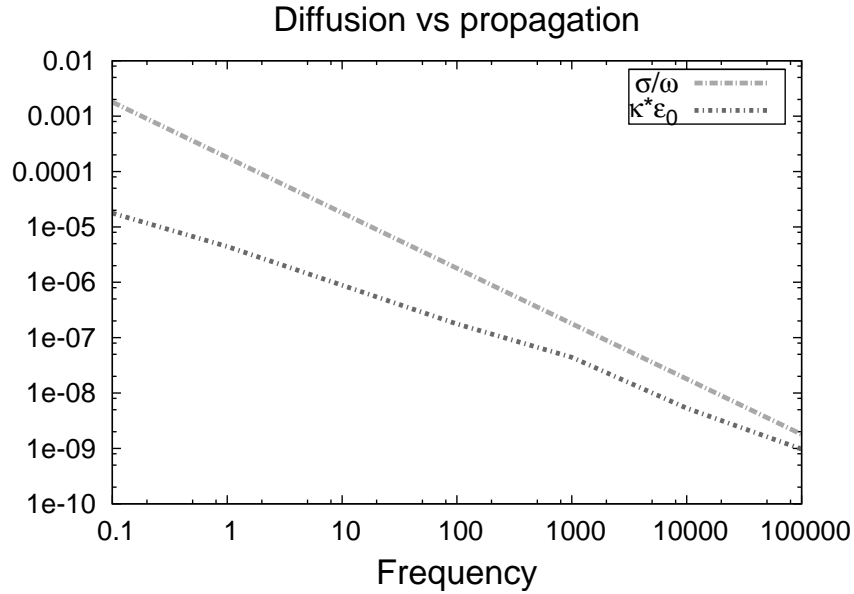


FIGURE 5.6 – Comparison between the diffusion term (σ/ω) and the propagation term ($\epsilon_0\kappa$).

	Sandstone
ϕ	20
cs	5
m	1.70
k_0 (m ²)	10^{-13}
k_s (Pa)	35×10^9
G_s (Pa)	44×10^9
k_f (Pa)	2.27×10^9
k_{fr} (Pa)	14.00×10^9
G_{fr} (Pa)	14.08×10^9
η_w (Pa.s)	1×10^{-3}
η_g (Pa.s)	1.8×10^{-5}
ρ_s (Kg/m ³)	2.6×10^3
ρ_w (Kg/m ³)	1×10^3
ρ_g (Kg/m ³)	1
C_0 (mol/L)	1×10^{-3}
ζ (V)	-0.065
κ_w	80
κ_s	4
κ_g	1
T (K)	298

TABLE 5.1 – *Properties of the sandstone half-space used in our sensitivity study.*

Frequency : 49.5Hz	a) CRIM	b) Gomaa (2008)
ϵ (F/m)	1.02×10^{-10}	2.39×10^{-7}
V_{Pf} (m/s)	3995.07	3995.07
V_S (m/s)	2485.04	2485.04
V_{Biot} (m/s)	12.02	12.02
V_{EM} (m/s)	410505.56	427993.82
L_0	3.19×10^{-9}	3.19×10^{-9}
E_x max amplitude	1.40	1.39

TABLE 5.2 – *Comparison between the velocities and coupling coefficient modeled using permittivities computed using a) CRIM's law and b) Gomaa's measurement.*

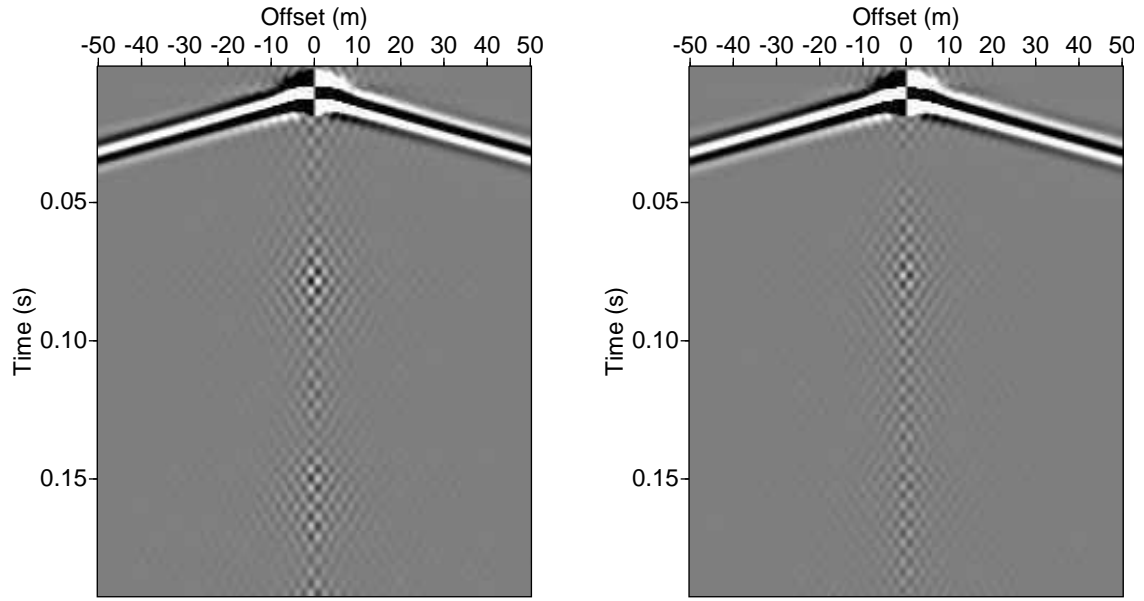


FIGURE 5.7 – *Horizontal electric field generated with our modeling code for a fully saturated half-space, using (a) the CRIM formula and (b) an empirical law based on Gomaa (2008).*

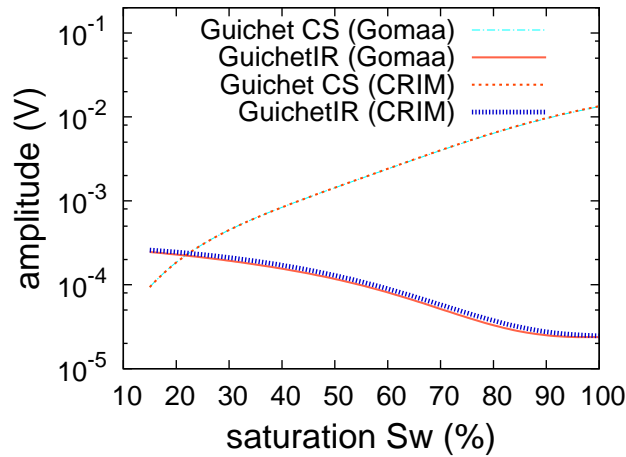


FIGURE 5.8 – *Coseismic mean amplitudes and Interface Response maximum amplitudes versus water saturation for permittivities derived using the CRIM model and Gomaa's measurements, using Guichet's SPC law.*

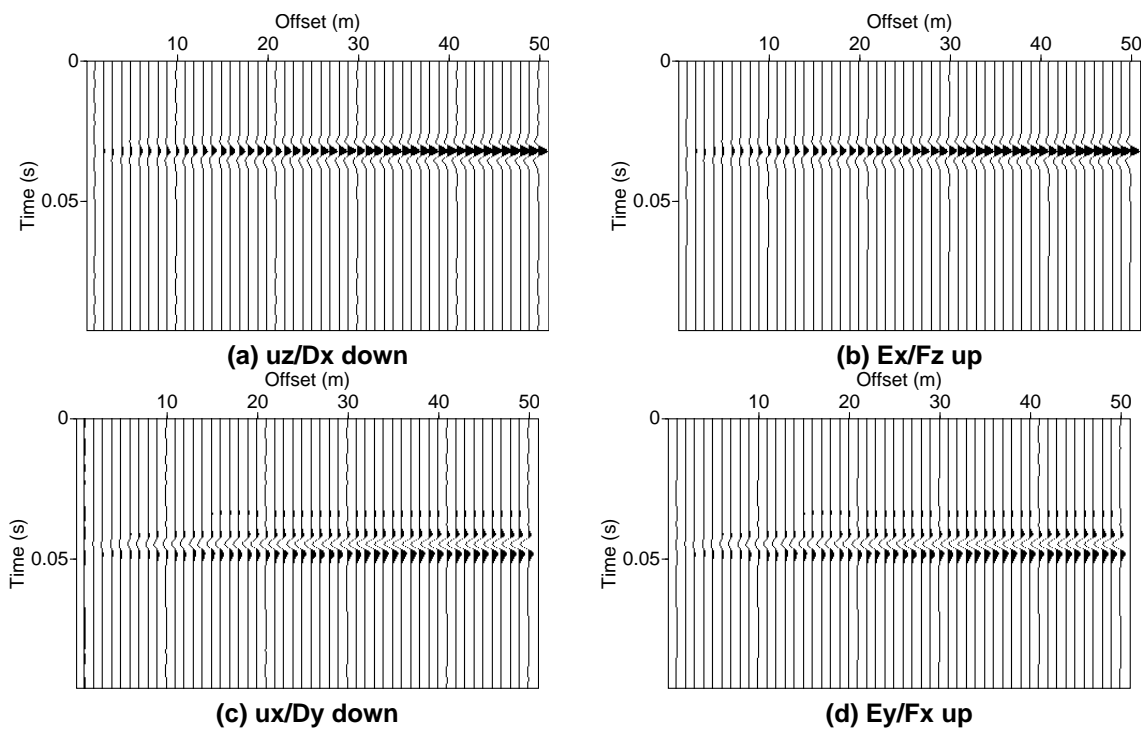


FIGURE 5.9 – Results of the reciprocity test described in Subsection 5.3.2.

5.4 Zone de Fresnel en conditions non-saturées

Dans cette section, nous étudions l'évolution de la taille de la zone de Fresnel en conditions de saturation partielle. On a vu au Chapitre 2 que la zone où se produisent les conversions interfaciales se comporte comme un dipôle perpendiculaire à l'interface et oscillant au niveau de la première zone de Fresnel (Figure 5.10), lorsque les interfaces sont plus profondes que la longueur d'onde. En sismique, la zone de Fresnel désigne la portion d'un réflecteur dont provient la majeure partie de l'énergie réfléchie : celle-ci dépend de la profondeur du réflecteur et de la fréquence de l'onde incidente. Aucun des trajets aller-retour correspondant aux points qu'elle contient ne diffère de plus d'une demi-longueur d'onde du trajet de temps minimal. Le diamètre de la zone de Fresnel est une mesure de la résolution latérale (Mari et al., 2001).

Dans le cas général pour lequel l'onde incidente se convertit au réflecteur et la source et les récepteurs ne sont pas confondus, la zone de Fresnel a la forme d'une ellipse, dont les grand et petit axes sont donnés par la formule de Eaton (1991). Plus la fréquence est basse, plus la longueur d'onde est grande et donc plus la zone de Fresnel est étendue.

Dans sa thèse, Garambois (1999) a utilisé cette formule pour étudier la forme et de la taille de zone de Fresnel pour les conversions sismo-électromagnétiques en milieu saturé. Nous nous proposons ici de l'étendre au cas non-saturé. Nous considérons le cas simple pour lequel source et récepteurs sont confondus, ce qui nous permet de simplifier les formules d'Eaton en une seule équation : la zone de Fresnel correspond alors à un disque de rayon R [m]. Pour le cas d'une conversion Pf-Tm, on a :

$$\frac{T}{2} = \frac{\sqrt{R^2 + z^2} - z}{V_{Pf}} + \frac{\sqrt{R^2 + z^2} - z}{V_{Tm}} \quad (5.3)$$

Dans l'Équation 5.3, T [s] désigne la période de l'onde incidente, tandis que z [m] est la profondeur du réflecteur. V_{Pf} et V_{Tm} [m/s] sont les vitesses de l'onde P_f et EM. Comme les vitesses sismiques et électromagnétiques dépendent de la saturation en eau du milieu, c'est également le cas du rayon de la zone de Fresnel (figure 5.11).

Le rayon de la zone de Fresnel décroît lentement avec la saturation effective jusqu'à atteindre son minimum pour une saturation effective d'environ 0.45, avant d'augmenter avec la saturation ; ainsi, pour une fréquence de 50 Hz, le rayon de la zone de Fresnel augmente d'environ 16 % lorsque la saturation effective passe de $S_e=0.45$ à $S_e=1$, ce qui se traduit par une augmentation de superficie de près de 34 %. En conclusion, en conditions non saturées, les conversions entre ondes sismiques se produisent donc sur une zone de Fresnel plus petite qu'à saturation totale.

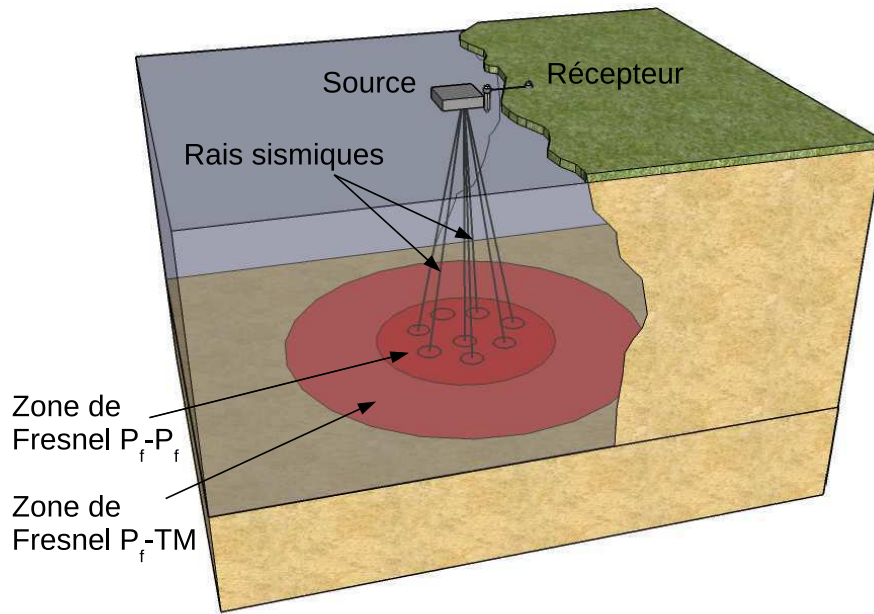


FIGURE 5.10 – Zone de Fresnel à une interface entre deux couches présentant des contrastes de propriétés élastiques, électriques ou hydrologiques pour les réflexions P_f - P_f et P_f -TM.

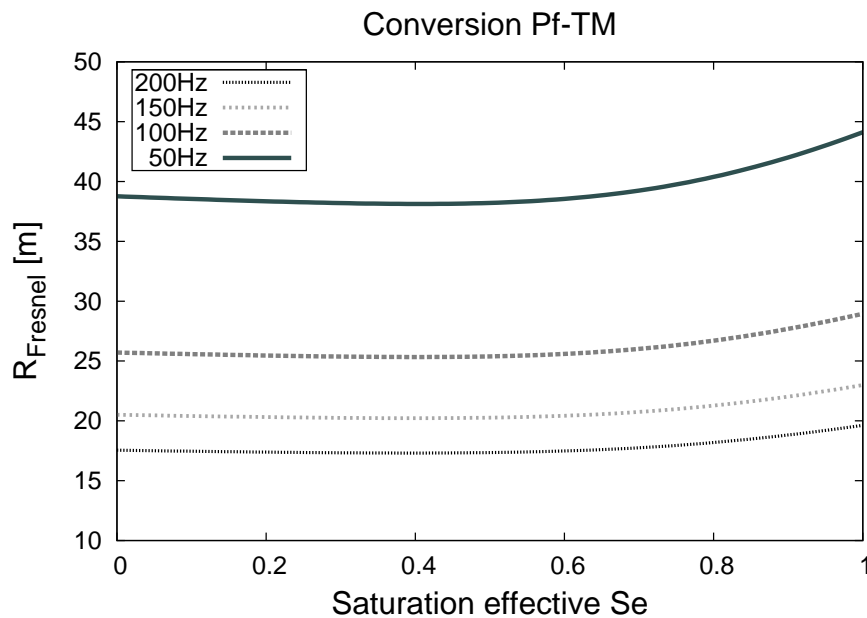


FIGURE 5.11 – Rayon de la zone de Fresnel en fonction de la saturation pour une conversion P_f -TM à une interface horizontale située à une profondeur $z=30$ m. Quatre fréquences ont été étudiées : 50, 100, 150 et 200 Hz.

5.5 Article soumis : *On the use of a combined geophysical approach to estimate the seismoelectric amplitude dependence on water content*

On the estimation of seismoelectric amplitude dependence on water-content: a field study

V. Allègre^{1,2}, P. Sénéchal³, C. Bordes³, L. Jouniaux¹ and S. Warden¹

¹*Institut de Physique du Globe de Strasbourg, UdS/CNRS UMR-7516*

Université de Strasbourg, 5 rue René Descartes, 67084, Strasbourg, France.

²*Now at Institut de Physique du Globe de Paris, Sorbonne Paris Cité,*

Univ. Paris Diderot, UMR 7154 CNRS, F-75005 Paris, France.

³*Laboratory of Thermodynamics and Energetics of Complex Fluids, UMR TOTAL-CNRS 5150,*

Université de Pau et des Pays de l'Adour, BP 1155, 64013 Pau Cedex, France.

Key words:

SUMMARY

Seismoelectric method is a promising tool for shallow geophysical and hydrogeophysical applications, still in need of a better understanding when applied for unsaturated conditions. We study at field scale the influence of the water saturation on the seismoelectric amplitudes. The ratios between the longitudinal electrical field E_x and the soil acceleration \ddot{u}_x have been deduced from the observations, and then analyzed as a function of water content sections inferred from GPR Common Mid Point acquisitions. The GPR data allows us to investigate water contents ranging from 0.1 to 0.22. In this range, the observations are compared to theoretical models using the transfer function E_x/\ddot{u}_x developed for saturated conditions, and also assuming different hypotheses for

the streaming potential coefficient (SPC) dependence on water-content. A model including a non-monotonous behaviour for SPC dependence on water saturation, can predict for unsaturated conditions, E_x/\ddot{u}_x values higher than those obtained at saturation, and provides an explanation for the higher range of measurements.

1 INTRODUCTION

Geophysical prospecting is mainly developed through seismic, electric (ERT, PS) (Jouniaux et al. 1999; Henry et al. 2003; Sailhac et al. 2004; Darnet et al. 2006; Jouniaux et al. 2006; Saracco et al. 2007; Mainault et al. 2008; Onizawa et al. 2009; Saunders et al. 2012), and electromagnetic (radar, MRS, IP, AMT) methods (Bano & Girard 2001; Girard et al. 2005). The GPR method has been used in numerous near-surface geophysical applications, specially to estimate the water content of soils (Garambois et al. 2002; Sénéchal et al. 2005; Bano 2006; Annan 2006; Sénéchal & Sénéchal 2010). The seismoelectric method combines the high resolution of seismic prospecting with the sensitivity of electric methods to fluids. Geophysicists showed a growing interest in this method in the last decades (Kepic et al. 1995; Butler 1996; Haartsen et al. 1998; Beamish 1999; Bordes et al. 2006; Haines et al. 2007b; Strahser et al. 2007; Zhu et al. 2008; Bordes et al. 2008; Dupuis et al. 2009; Schakel et al. 2011), since Pride (1994) proposed a complete theory for the coupling between the mechanical energy and the electromagnetic energy. Pride's developments couple the Biot theory for seismic propagation in porous media (Biot 1956a,b), and the Maxwell equations for electromagnetism. Two phenomena can be expected when recording seismoelectric signals in the field: the coseismic and the interfacial conversions. The propagation of a compressional wave in a porous medium causes the motion of the excess of ionic charges in the diffuse layer of the electrical double layer, and induces streaming currents. The conduction currents created to balance these streaming currents, associated to the seismic wave propagation, create an

electrical field which can be recorded by an array of electrical dipoles located at the earth surface. This coseismic electrical field is mainly coupled to the compressional wave (Neev & Yeatts 1989), so that it gives informations limited to the vicinity of the receiver (Garambois & Dietrich 2001). In addition, Haartsen & Pride (1997) showed that a seismic compressional wave propagating in a stratified fully saturated medium and crossing an interface characterized by a change of mechanical and/or electrical properties, could disturb the local charge distribution, thus resulting in the rise of an EM response. This interfacial conversion, which has been experimentally identified in past studies (Martner & Sparks 1959; Chen & Mu 2005; Block & Harris 2006), is expected to propagate at an EM wave velocity, so that it is recorded simultaneously on a set of receivers located at the surface.

The study of such an interfacial conversion benefits for a lot of contributions, because of its great potential for geophysical exploration for both near-surface applications (Garambois & Dietrich 2002), and reservoir characterization (Thompson & Gist 1993; Thompson et al. 2007). Moreover, fractured zones can be detected and permeability can be measured using seismoelectrics in borehole (Pain et al. 2005).

Geophysical studies in shallow or deep reservoirs are performed for various water content, a parameter which is not taken into account up to now. This work focuses on the behaviour of the coseismic effects for unsaturated conditions. The ratio between the horizontal seismoelectric field and the horizontal acceleration is deduced from the measurements, and analyzed as a function of the water-content, inferred from GPR acquisitions.

2 COSEISMIC SEISMOELECTRIC CONVERSION:BACKGROUND

Garambois & Dietrich (2001) derived from Pride (1994) the theoretical transfer functions linking the macroscopic electric field \mathbf{E} to the seismic acceleration $\ddot{\mathbf{u}}$. Considering the propagation of a fast P longitudinal wave, Garambois & Dietrich (2001) showed that in the case

of a low frequency approximation, \mathbf{E} can be expressed as,

$$\mathbf{E} \simeq \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \rho_f \zeta}{\eta \sigma_f} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_f} \frac{C}{H} \right) \ddot{\mathbf{u}}, \quad (1)$$

where ρ and ρ_f are respectively the bulk and fluid density [kg.m^{-3}], ϕ is the porosity, and α_∞ is the tortuosity. The ratio $(\epsilon_0 \epsilon_r \zeta)/(\eta \sigma_f)$ is the streaming potential coefficient (SPC) at saturation C_s (Overbeek 1952), where ϵ_0 and ϵ_r are respectively the free space dielectric permittivity and the fluid permittivity, η is the fluid dynamic viscosity [Pa.s], ζ is the zeta potential [V] and σ_f the fluid electrical conductivity [S.m^{-1}] (Pozzi & Jouniaux 1994; Jouniaux et al. 1994; Guichet et al. 2006; Sheffer & Oldenburg 2007; Allègre et al. 2012; Glover et al. 2012; Jackson & Vinogradov 2012). The coefficient C_s is defined as a function of the electrokinetic coupling at zero frequency L_0 as $L_0 = \sigma C_s$ with σ the medium electrical conductivity [S.m^{-1}]. The moduli C and H are defined by Biot (1956a,b). The bracket term in equation 1 can be neglected, since $C \ll H$, for most materials (Garambois & Dietrich 2001).

Pride's theory describes seismoelectric conversion phenomena for fluid saturated media. Recently, Strahser et al. (2011) showed through a field study that a power law of the effective water saturation could describe the behaviour of coseismic amplitudes for unsaturated conditions. However, no other study provided seismoelectric amplitudes as a function of water contents at the field scale. The aim of the present work is to use seismic and seismoelectric field measurements to deduce the ratios $\mathbf{E}/\ddot{\mathbf{u}}$, and to compare them to different transfer function models, assuming different hypotheses for the SPC dependence on water-content.

3 SITE AND ACQUISITIONS DESCRIPTION

We performed our field experiments in the forest of Campet in south-western France (Fig. 1a). This site was chosen because of the simple structure of the soil, which is composed of

sand in the first 10 metres (Fig. 1b), and because of the small anthropic noise. Three different zones (Zone 1, 2 and 3 in Fig. 1a) were selected so that we could investigate a wide range of water contents. Three seismoelectric and seismic 10m long profiles have been acquired in zones 1 and 2, as well as a 10m long profile in zone 3. Ten electrical dipoles formed by two brass electrodes separated by one metre were used for seismoelectrics and combined to ten 3-components geophones (Oyo Geospace Co.) located at the center of each dipole. Seismic and seismoelectric data were measured using Summit II,Ex acquisition units (DMT GmbH & Co. KG), providing two measurement channels each. Five and fifteen acquisition units were used for seismoelectric and seismic recording respectively. In addition, each electrical dipole was connected to a custom-built pre-amplifier. Two important issues justify the use of pre-amplifiers: 1. seismoelectric signals are usually very weak (hundreds of μV to few mV), so that they need to be amplified before they undergo any classical stacking procedure improving the signal to noise ratio. Thus, the signal is multiplied by 10, from 0 to 10 kHz; 2. using a pre-amplifier ensures a large input impedance (from $16\text{ M}\Omega$ at 10 Hz to $\simeq 300\text{ k}\Omega$ at 300 Hz), and prevents any signal losses. The 10m profile was repeated three times, yielding a 30m long profile for zones 1 and 2. We used a sledge hammer and a nylon plate as the seismic source.

Since a manual triggering was used to prevent electrical noise coming from automatic trigger, a vertical geophone located 1m away from the source was used as a reference, to allow time corrections and stacking of the data. Thus, three automatically triggered shots have been performed for each source location. The first arrival time of these shots has been used as reference time, so that a time delay was computed and applied to each shot before stacking the data. Depending on the source location - which has been placed at $x = -10.5\text{m}$, $x = -0.5\text{m}$, $x = 10.5\text{m}$, $x = 20.5\text{m}$, $x = 30.5\text{m}$ and $x = 40.5\text{m}$ - twenty to fifty shots were performed (Fig. 1c).

In addition, radar CMP (Common Mid Point) soundings were performed. The CMP sounding consists of a multi-offset measurement for which the 250 MHz source-receiver array is centered on the same point and the distance between them increases step by step (0.2m, with offset ranging from 0.2m to 14m) along the seismoelectric profiles. In the third zone, the seismoelectric and seismic 10m long profile was combined to a single CMP centered on the profile. In the following, the GPR data processing is detailed, and a 2D velocity model is presented for zones 1 and 2. Then, the seismic and seismoelectric processing is detailed using the example of recordings from zone 2. Finally, the analysis of seismoelectric amplitudes as a function of water content is proposed for all acquisitions.

4 FROM GPR DATA TO WATER CONTENT

In this section we deduce the Normal Move Out (NMO) velocities of radar waves from CMP. Then a 2D velocity model is inferred from interpolation. Finally, electrical permittivities are deduced from interval velocities, leading to a water-content model.

4.1 Velocity analysis

The two-way traveltime of a radar wave reflected at depth, associated to CMP, results as a reflection hyperbola in the time-distance domain, which can be used to deduce the Normal Move Out (NMO) velocities v_{NMO} . The NMO velocity is inferred for each reflection using the maximum of semblance approach.

Thus, the semblance is computed for each trace (i.e for each offset), as a function of arrival time and stacking velocity. The appropriate NMO stacking velocity corresponds to the maximum of the semblance coefficient. The figure 2 shows an example of CMP acquisition, and its associated stacking velocity analysis. In this case, four reflectors have been identified, at two traveltimes for null offset t_0 ranging from 30 ns to 150 ns. A late reflection event for

$t_0 \simeq 200$ ns could correspond to the top of limestones layer (Fig. 1c), but is occurring only on a few CMP and is not considered in the following. The associated NMO velocities range from 9.8 cm.ns^{-1} for the shallowest reflection, to 11.7 cm.ns^{-1} for the deepest one. All measurements showed an increasing velocity at depth, with the exception of a few local effects. In the second zone, the CMP analysis shows three reflectors for NMO velocities ranging from 9 ns (at the surface) to 11 ns (at depth). Moreover, the picking of direct wave velocity, varying from 9.5 to 10.5 cm.ns^{-1} in the zone 1, and from 9 to 9.5 cm.ns^{-1} in the zone 2, reveals relatively small lateral velocity contrasts, which indicates that lateral water content contrasts could be small along the surface. However, NMO velocities are different in the two studied zones, which indicates that water content contrasts can be observed.

The Dix (1955) formula was used to compute interval velocities v_n , of each layer bordered by two consecutive reflectors i and j , from NMO velocities as,

$$v_n^2 = \frac{v_{RMS,j}^2 t_j - v_{RMS,i}^2 t_i}{\Delta t_n}, \quad (2)$$

where $v_{RMS,i}$ and $v_{RMS,j}$ are the NMO velocities for reflections i and j , occurring at a zero offset two way traveltime t_i and t_j respectively. The equation 2 was used to compute a 1D interval velocity profile for each CMP acquisition. The Dix (1955) formula is only valid for horizontally stratified media, which is the case for this study.

For each zone, CMP soundings have been performed each 2.5 m, which allows us to provide a pseudo 2D interval velocity model after interpolation (Fig. 3), and to identify three layers with varying velocities in the zone 1 (Fig. 3a). The first layer is approximately one and a half metre thick, and corresponds to the first sand layer identified in the geological log (Fig. 1b). The velocity v_1 of this layer varies from 9 to 9.5 cm.ns^{-1} along the profile. The increase of the velocity to v_2 , ranging from 11 to 13 cm.ns^{-1} , is observed in the second layer, which is almost 3 metres thick (between 2 and 5 metre deep). Finally, even though the last velocity

contrast is quite smooth, a third layer seems to be observed at a depth larger than 5 metres, which exhibits a decreasing velocity of $v_3 \simeq 10 \text{ cm.ns}^{-1}$.

4.2 Water content estimations

It has been shown that the radar wave velocity v could be approximated by Davis & Annan (1989),

$$v \simeq \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}, \quad (3)$$

where c is the vacuum light velocity ($c \simeq 30 \text{ cm.ns}^{-1}$) and ϵ is the electrical permittivity, defined as a function of the relative permittivity of the medium ϵ_r and the dielectric constant ϵ_0 , as: $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$. Equation 3 depends on the assumption that the diffusion effects can be neglected in the considered frequency range (100-500MHz), i.e that the dispersion relation reduces to $k = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$, and that the medium is characterized by a low electrical conductivity ($\omega^2 \mu \epsilon \gg \omega \mu \sigma$), so that a pure propagation is considered.

The electrical permittivity of a porous medium strongly depends on its water content because of the high value of the water relative permittivity ($\epsilon_w = 80$), compared to the one of the matrix, which can be estimated to $\epsilon_m \simeq 4$ for a silicate matrix, and the air one given by $\epsilon_{air} = 1$. Several relations can be used to infer water content and/or porosity dependence from relative permittivity (Annan 2006). Topp et al. (1980) measured the permittivity dependence on water content using Time Domain Reflectometry, and proposed the following empirical relation,

$$\theta = -5.3 \times 10^{-2} + 2.92 \times 10^{-2} \epsilon_r - 5.5 \times 10^{-4} \epsilon_r^2 + 4.3 \times 10^{-6} \epsilon_r^3, \quad (4)$$

where θ is the volumetric water content [$\text{m}^3.\text{m}^{-3}$], and ϵ_r the relative permittivity. Considering that Topp et al. (1980) used sands with a low shale proportion, whose porosity ranged from 0.15 to 0.55, the relation is relevant to our case.

Thus, equation 4 was used to infer water contents from relative permittivities, deduced from interval velocities using equation 3. It allows us to compute a 2D relative permittivity and water content model (Fig. 3b and 3c). Since the water content is defined as a function of porosity ϕ and water saturation S_w ($\theta = \phi S_w$), the reflection events observed at depth could be linked to variations in terms of porosity, water saturation or both. Thus, the relative influence of these two factors on water content is quite difficult to discriminate. Since the interval velocities increase at depth, the water content logically decreases from the first to the second layer, from approximately 0.16 to 0.1 (Fig. 3c), considering a constant porosity. Moreover, the water table level has been measured in the reference well (see fig. 1a) at 6.3 m depth. Considering equation 3, the reflection on the top of the water table should result in a dramatic decrease in v . Thus, a significative decrease in velocity is observed in the center of the interpolated model (Fig. 3), at approximately 6 m depth, which could indicate that the reflector corresponds to the water table.

In zone 2 (Fig. 3b), two reflectors are identified. The first one still corresponds to the change of sand lithology observed on the geological log. The second reflector whose depth varies in space (from $\simeq 1\text{m}$ to $\simeq 2\text{m}$), corresponds to the decrease in velocity, i.e. to the increase in water content. Since the corresponding amplitudes vary spatially, and the reflection is quite smooth, it could indicate the presence of a transition zone, in which the water content vertical gradient is varying (Bano 2006).

These results on water content variations in soil will be used in the interpretation of seismoelectric amplitudes in the following.

5 SEISMOELECTRIC AND SEISMIC DATA PREPROCESSING

The quality of unstacked data is very good, even for a single shot (Fig. 4a). Nevertheless, surface wave events dominate the recorded signals. Before stacking the data, the shots con-

taining some null traces were rejected, both on seismic and seismoelectric recordings, to ensure that each data type was stacked exactly the same way. The corrected shots were used to compute the stacked sections for each source location and to build the 30 m sections. Seismoelectric sections were not tainted by anthropic noise, and display a remarkable signal-to-noise ratio (Fig. 4b). Therefore, they were not filtered, as it is usually necessary for such a datatype (Butler & Russell 1993; Haines et al. 2007a). Finally, the inline accelerations \ddot{u}_x have been inferred from seismic, computing the first time derivative of the data, after applying the sensitivity S_g of geophones given by $S_g = 81 \text{ V.m}^{-1}\text{s}^{-1}$ in the considered bandwidth of recordings (i.e for $f > 4.5 \text{ Hz}$).

The first arrivals have been picked using longitudinal seismic acquisitions (i.e inline displacement u_x) for each stacked section, to infer direct and/or refracted wave velocities. The resulting hodochrones show that the direct P-wave velocity ranges from $V_p^{1,1} \simeq 300 \text{ m.s}^{-1}$ to $V_p^{1,1} \simeq 400 \text{ m.s}^{-1}$ in the first zone, and from $V_p^{2,1} = 220 \text{ m.s}^{-1}$ to $V_p^{2,1} = 250 \text{ m.s}^{-1}$ in the second zone (where exponents i and j in $V_p^{i,j}$ indicates the layer j of zone i). In addition, the refracted arrivals observed for some centered shots (Fig. 4b), correspond to a higher velocity, which vary from $V_p^{1,2} \simeq 1800 \text{ m.s}^{-1}$ to $V_p^{1,2} \simeq 2300 \text{ m.s}^{-1}$ in the first zone, and from $V_p^{1,2} \simeq 800 \text{ m.s}^{-1}$ to $V_p^{1,2} \simeq 1100 \text{ m.s}^{-1}$ in the second zone. These values are coherent with the soil nature which is unsaturated coarse sand depending on the degree of saturation.

The corresponding reflector depth is located at $h_1 = 5 \text{ m}$ in the first zone, and $h_1 = 3 \text{ m}$ in the second zone. Thus, it seems that the refraction of seismic waves occurs at a similar depth as GPR waves reflection (#4 on Fig. 3a). Since no significant lithological change has been observed at this depth (Fig. 1b), this variation in both seismic velocity and electrical permittivity may correspond to a water content contrast. However, a change in soil compaction resulting in V_p and ϵ_r contrasts might also be possible. The resulting contrast in

both mechanical and dielectric properties of the soil is probably due to the combined effect of water content and porosity.

6 ANALYSIS OF SEISMOELECTRIC AMPLITUDES

In order to deduce the seismoelectric amplitudes, an analysis of the direct wave, the surface waves, and the refracted wave, is necessary, to finally use the only direct body wave. The inline seismoelectric and seismic acceleration stacked sections are necessary to compute the ratios E/\ddot{u}_x . Unfortunately, these recordings show quite a lot of surface waves events (Fig. 4b). Since the theoretical transfer function linking \mathbf{E} to $\ddot{\mathbf{u}}$ (Garambois & Dietrich 2001) is only valid for P-wave conversion, we decided to focus this analysis on first arrivals. Furthermore, Allègre (2010) showed, in a similar study, that including surface waves in the seismoelectric amplitude analysis would result in artifacts, as such arrivals are much stronger than direct wave arrivals.

As a first approach, the first arrivals corresponding were picked on the seismograms (inline seismic u_x). The remaining useful part of the signal is contained into a time window approximately 15 ms long, thus all arrivals outside this window were muted (Fig. 5a). The window obtained after muting the seismic and seismoelectric data contained one signal period. We observe that for offsets larger than $\simeq 7\text{m}$, the first arrivals correspond to refracted waves. Thus, we also decided to reject the refracted events in the following. Furthermore, although they have been attenuated by burying the geophones, high frequency arrivals corresponding to acoustic wave propagation appear on some traces (for $x = 5 - 12\text{m}$ on seismogram of fig. 5a). These traces were considered useless for seismoelectric analysis and were also rejected. The amplitude ratios E/\ddot{u}_x were computed as the root of the ratio between the seismoelectric and seismic acceleration energies, contained in the considered time window. The energy was deduced for each data type by the sum of the square amplitude of samples in the frequency

domain. An example of the seismic and seismoelectric spectra are presented in figure 5b. Even if the geophones have a low cutoff frequency ($\simeq 4.5$ Hz), the seismoelectric spectra contains lower frequencies than seismic on some traces. Both seismic and seismoelectric signals are contained in a frequency band ranging from 20 Hz to 120 Hz. The events corresponding to acoustic wave have a larger frequency than seismic waves, so that they do not appear on the presented seismic spectrum. This explains the apparent lack of signal observed in the spectrum for traces recorded between $x = 5\text{m}$ and $x = 12\text{m}$ (Fig. 5b), for which the frequency content is around 10 kHz.

Finally, the ratios E_x/\ddot{u}_x have been computed using the muted signals for the six source locations in each zone. The results represent almost 150 values, which can be compared to theoretical transfer functions and water content profile inferred from GPR (Fig. 6a), where S_e is the effective water saturation linked to water content θ through: $S_e = (\theta - \theta_r)/(\phi - \theta_r)$, with θ_r the residual water content. Since the exact soil volume investigated by each seismoelectric dipole measurement remains unknown, the water content has been deduced at each electrode location by averaging the water contents of the first metre, recovered through the 2D water content model (Fig. 3c).

7 RESULTS AND DISCUSSION

The values of E_x/\ddot{u}_x range from $5 \times 10^{-2} \text{ mV.m}^{-2}.\text{s}^2$ to $20 \text{ mV.m}^{-2}.\text{s}^2$, which represent more than 3 orders of magnitude. Unfortunately, the ratios E_x/\ddot{u}_x are very scattered for a given water content. Although the measurements are scattered in each zone, the whole dataset still demonstrates that a dependence of seismoelectric response on water content may exist (Fig. 6). Indeed, the measured E_x/\ddot{u}_x values seem to decrease monotonously as water saturation decreases.

Two assumptions have been chosen to infer the ζ potential needed to compute the theoretical

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

La contribution de cette thèse à la compréhension des phénomènes sismoélectromagnétiques est double : elle relève d'une part du traitement des données sismoélectromagnétiques et d'autre part, de la modélisation de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques.

6.1 Traitement des données

Dans le volet relatif au traitement des données, nous avons comparé les performances de plusieurs techniques de séparation d'ondes utilisées pour extraire les réponses interfaciales des données sismoélectromagnétiques. L'influence de ces techniques de filtrage sur l'amplitude et la forme des signaux sismoélectromagnétiques n'avait jamais encore été étudiée. Nous nous sommes aperçus que les méthodes communément employées (filtrage $f - k$ ou $\tau - p$), pouvaient distordre les diagrammes de radiations des réponses interfaciales. Pour y remédier, nous avons introduit une nouvelle méthode de séparation d'onde basée sur les curvelets. Notre technique de séparation d'ondes permet de tirer parti des données sismiques souvent acquises simultanément aux données sismoélectriques : elle s'appuie sur la similarité entre les données sismiques et le champ d'ondes cosismiques. Nos tests effectués sur des données synthétiques, pour lesquelles nous maîtrisons les contributions relatives des ondes interfaciales et cosismiques, nous permettent d'affirmer que cette méthode est au moins aussi performante qu'un filtrage $\tau - p$ suivi d'un filtre ρ corrigeant les amplitudes des signaux. Les essais sur données réelles sont encore plus probants : appliquée à des mesures acquises par Garambois et Dietrich (2001) en environnement sédimentaire, cette méthode semble mieux préserver les amplitudes que les filtrages $f - k$ et $\tau - p$, qui semblent les sous-estimer. Pour que notre technique de filtrage soit pleinement convaincante, il faudrait à présent l'appliquer à d'autres observations de terrain que celles étudiées ici. En effet, les données de Garambois et Dietrich (2001) ont comme particularité que la réponse interfaciale y a une fréquence plus élevée que les autres

ondes en présence. Cette observation ne peut être expliquée de façon satisfaisante par la théorie, qui prédit un contenu fréquentiel similaire pour la réponse interfaciale et les ondes cosismiques. Cette différence de contenu fréquentiel pourrait expliquer les bonnes performances de notre outil d'analyse multirésolution pour ce jeu de données en particulier. Dans le cadre de la campagne de mesure multi-méthodes menée dans les Landes, présentée dans l'article de Allègre et al. (2012b) (Section 5.5), nous avons acquis des données en *supergathers* en nous inspirant des géométries d'acquisition de Dupuis et al. (2007) et Rosid et Kepic (2005) : ces données n'ont pas encore été exploitées, mais notre méthode de filtrage en domaine des curvelets mériterait de leur être appliquée.

En outre, nous avons essayé d'appliquer un algorithme de séparation bayésienne en domaine des curvelets à notre problème d'extraction de la réponse interfaciale. Utiliser les données sismoélectriques en sortie du filtrage $f-k$, $\tau-p$ ou encore du filtrage en domaine des curvelets, pour prédire le signal *a priori* donne des résultats décevants. En effet, le signal cosismique résiduel présent dans les données récupérées après filtrage n'exhibe plus les mêmes pentes que les arrivées cosismiques observées sur les données totales : le schéma de séparation bayésien ne parvient donc à retirer ce signal résiduel des données prédites. De plus, il est pour l'heure impossible d'utiliser directement les données sismiques pour prédire le signal cosismique correspondant, c'est-à-dire ici le bruit *a priori*, car nous ne disposons pas encore d'une fonction de transfert totale permettant de passer de l'un à l'autre : seule est connue la fonction de transfert pour les ondes de volume (Garambois et Dietrich, 2001). Si à l'avenir nous parvenions à écrire le signal cosismique total, c'est-à-dire les ondes de volume et les ondes de surface cosismiques, comme une combinaison linéaire des déplacements, vitesses et accélérations sismiques, alors la séparation bayésienne en domaine des curvelets pourrait être employée avec succès.

Une autre façon d'utiliser la séparation bayésienne gagnerait à être investiguée : elle consisterait à prédire le signal *a priori* à partir d'un diagramme de radiation dipolaire synthétique convolué avec une ondelette source, par exemple déduite des données. Les temps d'arrivées auxquels placer la ou les réponses interfaciales synthétiques pourraient être déduits des hyperboles de réflexion cosismiques, observées au double du temps auquel arrive la réponse interfaciale associée. Il est à noter que cette approche ne permettrait pas de prédire des réponses interfaciales indépendantes des contrastes de propriétés mécaniques, dont on sait pourtant qu'elles existent.

6.2 Modélisation

La compréhension des effets sismoélectromagnétiques passe également par le développement d'outils de modélisation de la propagation couplée des ondes sismiques et électromagnétiques, qui permettent de reproduire des données de terrain, de réaliser des études de

sensibilité ou encore d'évaluer la résolution ou la profondeur de pénétration des mesures sismoélectriques pour un milieu donné. Or les programmes développés à ce jour, une dizaine au total, sont tous limités à la simulation des ondes sismoélectromagnétiques en milieux poreux saturés. Afin de dépasser cette limite, nous avons étendu le programme de modélisation mis au point par Garambois (1999) à des milieux poreux partiellement saturés. Pour cela, nous avons calculé les propriétés mécaniques du mélange eau/air contenu dans les pores en traitant cette mixture comme un milieu effectif. Pour obtenir les propriétés électriques du milieu partiellement saturé, nous avons eu recours à des lois exprimant la permittivité diélectrique et la conductivité électrique en fonction de la saturation. Enfin, nous avons exprimé le couplage sismoélectrique dynamique en fonction du coefficient d'électrofiltration, en nous basant sur quatre modèles décrivant la dépendance en saturation de ce coefficient d'électrofiltration. Les tests réalisés dans le cadre de cette thèse nous ont permis de nous assurer de la validité de ce programme et de simuler la réponse sismoélectromagnétique de quelques milieux partiellement saturés, dont un milieu incluant une frange capillaire entre une couche superficielle partiellement saturée et un demi-espace à saturation totale simulant la nappe phréatique. Il faudrait à présent continuer à utiliser ce nouveau programme pour modéliser d'autres milieux partiellement saturés. Notre nouvel outil permettrait également d'évaluer la capacité de l'imagerie sismoélectrique à détecter des fronts salins : en modélisant par exemple une couche intermédiaire de saturation en saumure variable, nous pourrions ainsi déterminer à partir de quelle saturation le biseau salé est détectable.

Pour l'heure, notre programme de modélisation en milieux multiphasiques est limité aux mélanges eau/air ou saumure/air. Il serait intéressant de l'étendre à un mélange eau/huile. Une première approche pourra s'inspirer des travaux de Zyserman et al. (2010), qui traitent le mélange eau/huile comme un milieu effectif pour en calculer les propriétés mécaniques, mais qui calculent le couplage sismoélectrique de l'eau seule. Il faudra cependant garder à l'esprit les limites de cette approche et pour les dépasser, y intégrer la double-couche électrique au niveau des interfaces entre l'eau et l'huile.

Outre ces aspects liés aux milieux multiphasiques, plusieurs autres améliorations mériteraient d'être apportées à notre programme. Nous avons vu que les géométries d'acquisition en transmission sont très prometteuses car elles permettent de séparer "naturellement" les signaux cosismiques des réponses interfaciales, rendant plus aisée l'extraction de ces dernières. Il faudrait donc modifier notre programme de manière à pouvoir modéliser des géométries de puits (VSEP ou *crosswell*). De plus, des campagnes de mesures "vibroélectriques" utilisant des sources vibrantes ont récemment été réalisées (Dean et Dupuis, 2011; Valuri et al., 2012), pour tester le potentiel de la méthode à une échelle commerciale. Notre programme devrait donc être amélioré de façon à pouvoir modéliser ces sources vibrantes et simuler des données vibroélectriques.

Bibliographie

- V. Allègre, L. Jouniaux, F. Lehmann, and P. Sailhac. Streaming potential dependence on water-content in fontainebleau sand. *Geophysical Journal International*, 182(3) : 1248–1266, Sept. 2010. ISSN 0956540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04716.x.
- V. Allègre, F. Lehmann, P. Ackerer, L. Jouniaux, and P. Sailhac. Modelling the streaming potential dependence on water content during drainage : 1. a 1d modelling of sp using finite element method. *Geophys. J. Int.*, in press, 2012a.
- V. Allègre, P. Sénéchal, C. Bordes, L. Jouniaux, and S. Warden. On the use of a combined geophysical approach to estimate the seismoelectric amplitude dependence on water content. *Geophysical Journal International*, 2012b.
- P. Antraygues and M. Aubert. Self Potential Generated by Two-Phase Flow in a Porous Medium : Experimental Study and Volcanological Applications. *Journal of Geophysical Research*, 98(B12) :22273–22281, 1993. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/93JB02395.
- D. Beamish. Characteristics of near surface electrokinetic coupling. *Geophys. J. Int.*, 137 : 231–242, 1999.
- M. A. Biot. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid : I. Low frequency Range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28(2) :168–178, 1956a.
- M. A. Biot. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid : II. High Frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28(2) :178–191, 1956b.
- M. A. Biot. Mechanics of Deformation and Acoustic Propagation in Porous Media. *J. Appl. Phys.*, 34(1) :36–40, 1962.
- L. W. Blau and L. Statham. Method and apparatus for seismic-electric prospecting, Sept. 1936.
- G. I. Block and J. G. Harris. Conductivity dependence of seismoelectric wave phenomena in fluid-saturated sediments. *J. Geophys. Res.*, 111 :B01304, 2006. doi : 10.1029/2005JB003798.

- U. Boeniger, F. J. Herrmann, and C. Yarham. Curvelet-based ground roll removal. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 25(1) :2777–2782, 2006. doi : 10.1190/1.2370101.
- C. Bordes. *Étude expérimentale des phénomènes transitoires sismo-électromagnétiques*. PhD thesis, Joseph Fourier - Grenoble I, 2005.
- C. Bordes, L. Jouniaux, M. Dietrich, J.-P. Pozzi, and S. Garambois. First laboratory measurements of seismo-magnetic conversions in fluid-filled Fontainebleau sand. *Geophys. Res. Lett.*, 33 :L01302, jan 2006. doi : 10.1029/2005GL024582.
- C. Bordes, L. Jouniaux, S. Garambois, M. Dietrich, J. Pozzi, and S. Gaffet. Evidence of the theoretically predicted seismo-magnetic conversion. *Geophysical Journal International*, 174(2) :489–504, Aug. 2008. ISSN 0956540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2008.03828.x.
- C. Bordes, S. Garambois, L. Jouniaux, and P. Senechal. Seismoelectric measurements for the characterization of partially saturated porous media. *American Geophysical Union, Fall Meeting 2009, abstract #NS31B-1161*, Dec. 2009.
- M. Bouchon. A simple method to calculate green’s functions for elastic layered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 71(4) :959–971, 1981.
- W. F. Brace and A. S. Orange. Electrical Resistivity Changes in Saturated Rocks during Fracture and Frictional Sliding. *Journal of Geophysical Research*, 73(4) :1433–1445, 1968. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/JB073i004p01433.
- W. F. Brace, A. S. Orange, and T. R. Madden. The Effect of Pressure on the Electrical Resistivity of Water-Saturated Crystalline Rocks. *Journal of Geophysical Research*, 70 (22) :5669–5678, 1965. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/JZ070i022p05669.
- R. A. Broding, D. Buchanan, and D. P. Hearn. Field experiments on the electroseismic effect. *IEEE Transactions on geoscience electronics*, GE-1 :23–31, 1963.
- K. E. Butler. Subtraction of powerline harmonics from geophysical records. *Geophysics*, 58(6) :898, June 1993. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.1443474.
- K. E. Butler. Measurement of the seismoelectric response from a shallow boundary. *Geophysics*, 61(6) :1769, Nov. 1996a. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.1444093.
- K. E. Butler. *Seismoelectric effects of electrokinetic origin*. PhD thesis, University of British Columbia, 1996b.
- K. E. Butler and J. C. Dupuis. Vertical seismoelectric profiling in a borehole penetrating glaciofluvial sediments. *Geophysical Research Letters*, 33(16) :1–5, 2006. doi : 10.1029/2006GL026385.

- K. E. Butler and R. D. Russell. Cancellation of multiple harmonic noise series in geophysical records. *Geophysics*, 68(3) :1083–1090, 2003. doi : 10.1190/1.1581080.
- S. Byrdina, C. Rücker, M. Zimmer, S. Friedel, and U. Serfling. Self potential signals preceding variations of fumarole activity at Merapi volcano, Central Java. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 215-216, 2012.
- E. Candès, L. Demanet, D. Donoho, and L. Ying. Fast discrete curvelet transforms. *Multiscale Model. Simul.*, 5(3) :861–899, 2006.
- E. J. Candès and D. L. Donoho. New tight frames of curvelets and optimal representations of objects with piecewise c^2 singularities. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 57(2) :219–266, Feb. 2004. ISSN 1097-0312. doi : 10.1002/cpa.10116.
- D. L. Chapman. Li. a contribution to the theory of electrocapillarity. *Philosophical Magazine Series 6*, 25(148) :475–481, Apr. 1913. ISSN 1941-5982. doi : 10.1080/14786440408634187.
- H. Chauris and T. Nguyen. Seismic demigration/migration in the curvelet domain. *Geophysics*, 73(2) :S35–S46, Apr. 2008. doi : 10.1190/1.2831933.
- J. F. Claerbout. Imaging the earth’s interior. *Geophysical Journal International*, 86(1) : 217–217, 1986. doi : 10.1111/j.1365-246X.1986.tb01086.x.
- N. H. Cuevas, J. R. Moore, and S. D. Glaser. Electrokinetic coupling in hydraulic fracture propagation. *SEG Technical Program Expanded Abstracts*, 28 :1721–1725, 2009. doi : 10.1190/1.3255184.
- I. Daubechies, M. Defrise, and de Mol C. An iterative thresholding algorithm for linear inverse problems with a sparsity constraints. *CPAM*, 11(57) :1413–1457, 2005.
- J. A. Davis, R. O. James, and J. Leckie. Surface ionization and complexation at the oxide/water interface. *J. Colloid Interface Sci.*, 63 :480–499, 1978.
- T. Dean and C. Dupuis. The Vibroelectric Method - A New Tool for Near-surface Characterisation and Improved Seismic Data Quality. 2011.
- P. Debye and E. Hückel. De la théorie des électrolytes. i. abaissement du point de congélation et phénomènes associés. *Physikalische Zeitschrift*, 1923.
- H. Douma and M. de Hoop. On Common-offset Prestack Time Migration With Curvelets. In *2005 SEG Annual Meeting, November 6 - 11, 2005 , Houston, Texas*. Society of Exploration Geophysicists, 2005.

- S. S. Dukhin and B. V. Derjaguin. *Surface and Colloid Science*, edited by E. Matijevic. John Wiley and sons, New York, 1974.
- J. C. Dupuis, K. E. Butler, and A. W. Kepic. Seismoelectric imaging of the vadose zone of a sand aquifer. *Geophysics*, 72(6) :A81, 2007. ISSN 00168033. doi : 10.1190/1.2773780.
- J. C. Dupuis, K. E. Butler, A. W. Kepic, and B. D. Harris. Anatomy of a seismoelectric conversion : Measurements and conceptual modeling in boreholes penetrating a sandy aquifer. *Journal of Geophysical Research*, 114 :9 PP., 2009. doi : 200910.1029/2008JB005939.
- B. Dupuy. *Propagation des ondes sismiques dans les milieux multiphasiques hétérogènes : modélisation numérique, sensibilité et inversion des paramètres poroélastiques*. PhD thesis, 2011.
- D. W. S. Eaton. The Fresnel zone for P-SV waves. *Geophysics*, 56(3) :360, Mar. 1991. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.1443050.
- T. Eidesmo, S. Ellingsrud, L. M. MacGregor, S. Constable, M. C. Sinha, S. Johansen, F. N. Kong, and H. Westerdahl. Sea Bed Logging (SBL), a new method for remote and direct identification of hydrocarbon filled layers in deepwater areas. *First break*, 20(3) : 144–152, 2002. ISSN 0263-5046.
- A. Ewusi. *Groundwater Exploration and Management using Geophysics : Northern Region of Ghana*. PhD thesis, Brandenburg Technical University of Cottbus, 2006.
- C. Fournier. Spontaneous potentials and resistivity surveys applied to hydrogeology in a volcanic area : case history of the Chaîne des Puys (France). *Geophysical Prospecting*, 37 :647–668, 1989.
- J. Frenkel. On the theory of seismic and electroseismic phenomena in a moist soil. *J. Phys.*, 8(4) :230–241, 1944.
- Y. Gao and H. Hu. Seismoelectromagnetic waves radiated by a double couple source in a saturated porous medium. *Geophys. J. Int.*, 181 :873–896, 2010. doi : 10.1111/j.1365-246X.2010.04526.x.
- S. Garambois. *Études expérimentales et théoriques des conversions d’ondes sismo-électriques dans les milieux poreux superficiels*. PhD thesis, Joseph Fourier - Grenoble I, 1999.
- S. Garambois and M. Dietrich. Seismoelectric wave conversions in porous media : Field measurements and transfer function analysis. *Geophysics*, 66(5) :1417–1430, 2001. doi : 10.1190/1.1487087.

- S. Garambois and M. Dietrich. Full waveform numerical simulations of seismoelectromagnetic wave conversions in fluid-saturated stratified porous media. *Journal of Geophysical Research*, 107 :18 PP., July 2002. doi : 200210.1029/2001JB000316.
- I. V. Gaskarov and E. I. Parkhomenko. The seismoelectric effect in rocks and the preconditions for its application in geological prospecting work. *Izv. Akad. Sci. USSR, Physics Solid Earth*, 1 :71–74, 1974.
- J.-F. Girard, M. Boucher, A. Legchenko, and J.-M. Baltassat. 2D magnetic resonance tomography applied to karstic conduit imaging. *Journal of Applied Geophysics*, 63 (3-4) :103 à 116, 2007. doi : 10.1016/j.jappgeo.2007.08.001.
- P. W. J. Glover and M. D. Jackson. Borehole electrokinetics. *The Leading Edge*, pages 724–728, 2010.
- M. M. . N. R. C. Gomaa. Relation between electric properties and water saturation for hematitic sandstone with frequency. Oct. 2008.
- G. Gouy. Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte. *J. Phys. Radium*, (9), 1910.
- W. Guan, H. Hu, and Z. Wang. Permeability inversion from low frequency seismoelectric logs in fluid saturated porous formations. *Geophysical Prospecting*, 2012. ISSN 1365-2478. doi : 10.1111/j.1365-2478.2012.01053.x.
- Y. Gueguen and V. Palciauskas. *Introduction to the Physics of Rocks*. Princeton University Press, May 1994. ISBN 0691034524.
- X. Guichet. *Études expérimentale des propriétés électriques des roches. Potentiels d'électrofiltration, suivi des mouvements de fluides en zones hydrothermales*. PhD thesis, Université Paris 7 Denis Diderot, 2002.
- X. Guichet, L. Jouniaux, and J. Pozzi. Streaming potential of a sand column in partial saturation conditions. *Journal of Geophysical Research*, 108 :12 PP., Mar. 2003. doi : 200310.1029/2001JB001517.
- M. W. Haartsen and S. R. Pride. Electro seismic waves from point sources in layered media. *Journal of Geophysical Research*, 102(B11) :24745–24769, 1997. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/97JB02936.
- S. S. Haines and S. R. Pride. Seismoelectric numerical modeling on a grid. *Geophysics*, 71(6) :N57 –N65, Nov. 2006. doi : 10.1190/1.2357789.

- S. S. Haines, A. Guitton, and B. Biondi. Seismoelectric data processing for surface surveys of shallow targets. *Geophysics*, 72(2) :G1–G8, Apr. 2007a. doi : 10.1190/1.2424542.
- S. S. Haines, S. R. Pride, S. L. Klemperer, and B. Biondi. Seismoelectric imaging of shallow targets. *Geophysics*, 72(2) :G9, 2007b. ISSN 00168033. doi : 10.1190/1.2428267.
- Q. Han and Z. Z. Wang. Time-domain simulation of SH-wave-induced electromagnetic field in heterogeneous porous media : A fast finite-element algorithm. *Geophysics*, 66 (2) :448–461, Mar. 2001. ISSN 0016-8033, 1942-2156. doi : 10.1190/1.1444936.
- H. Helmholtz. Studien über electrische Grenzsichten. *Annalen der Physik und Chemie*, 243(7) :337–382, 1879. ISSN 00033804. doi : 10.1002/andp.18792430702.
- F. J. Herrmann, D. Wang, G. Hennenfent, and P. P. Moghaddam. Curvelet-based seismic data processing : A multiscale and nonlinear approach. *Geophysics*, 73(1) :A1 –A5, Feb. 2008a. doi : 10.1190/1.2799517.
- F. J. Herrmann, D. Wang, and D. J. E. Verschuur. Adaptive curvelet-domain primary-multiple separation. *Geophysics*, 73(3) :A17 –A21, June 2008b. doi : 10.1190/1.2904986.
- J. Hilyard. *International Petroleum Encyclopedia*. PennWell Corporation, 2008. ISBN 9781593701642.
- H. Hu and Y. Gao. Electromagnetic field generated by a finite fault due to electrokinetic effect. *Journal of Geophysical Research*, 116 :14 PP., 2011. doi : 201110.1029/2010JB007958.
- J. A. Hudson. A quantitative evaluation of seismic signals at teleseismic Distances—I radiation from point sources. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 18(3) :233–249, Nov. 1969. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.1969.tb03567.x.
- T. Ishido and H. Mizutani. Experimental and Theoretical Basis of Electrokinetic Phenomena in Rock-Water Systems and Its Applications to Geophysics. *J. of Geophysical Research*, 86(B3) :1763–1775, 1981.
- A. G. Ivanov. Seismic-electric effect of second kind. *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Geog. Geophys.*, 5 :699–726, 1940.
- J. Jednačák, V. Pravdić, and W. Haller. The electrokinetic potential of glasses in aqueous electrolyte solutions. *Journal of Colloid and Interface Science*, 49(1) :16–23, Oct. 1974. ISSN 00219797. doi : 10.1016/0021-9797(74)90293-8.
- Y. G. Jiang, F. K. Shan, H. M. Jin, and L. W. Zhou. A method for measuring electrokinetic coefficients of porous media and its potential application in hydrocarbon exploration. *Geophys. Res. Lett.*, 25(10) :1581–1584, 1998.

- D. L. Johnson, J. Koplik, and L. M. Schwartz. New Pore-Size parameter characterizing transport in porous media. *Physical Review Letters*, 57(20) :2564–2567, Nov. 1986. doi : 10.1103/PhysRevLett.57.2564.
- D. L. Johnson, J. Koplik, and R. Dashen. Theory of dynamic permeability in fluid saturated porous media. *J. Fluid. Mech.*, 176(Geophys. J. Int.) :379–402, 1987.
- L. Jouniaux and T. Ishido. Electrokinetics in Earth Sciences : A Tutorial. *International Journal of Geophysics*, 2012 :1–16, 2012. ISSN 1687-8868. doi : 10.1155/2012/286107.
- B. L. N. Kennett. *Seismic wave propagation in stratified media*. Cambridge ; New York : Cambridge University Press, 1983. ISBN 0521239338. Includes index.
- B. L. N. Kennett and N. J. Kerry. Seismic waves in a stratified half space. *Geophysical Journal International*, 57(3) :557–583, June 1979. ISSN 0956-540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.1979.tb06779.x.
- R. J. Knight. The dielectric constant of sandstones, 5 Hz to 13 MHz. May 1984.
- B. Kröger and A. Kemna. Anatomical and morphogenetic analysis of seismoelectric conversion patterns at geological units. In A. Abbasi and N. Giesen, editors, *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 14, page 1676, Apr. 2012.
- A. Legchenko, J.-M. Baltassat, A. Beauce, and J. Bernard. Nuclear magnetic resonance as a geophysical tool for hydrogeologists. *Journal of Applied Geophysics*, 50(1-2) :21–46, May 2002. ISSN 09269851. doi : 10.1016/S0926-9851(02)00128-3.
- P. Leroy and A. Revil. A triple-layer model of the surface electrochemical properties of clay minerals. *Journal of Colloid and Interface Science*, 270(2) :371–380, Feb. 2004. ISSN 00219797. doi : 10.1016/j.jcis.2003.08.007.
- B. Lorne, F. Perrier, and J.-P. Avouac. Streaming potential measurements. 1. Properties of the electrical double layer from crushed rock samples. *J. Geophys. Res.*, 104(B8) : 17,817–857,877, 1999.
- J. Ma and G. Plonka. The curvelet transform : A review of recent applications. *IEEE Signal Processing Magazine*, 27(2), Mar. 2010. ISSN 1053-5888.
- A. Maineult, Y. Bernabé, and P. Ackerer. Detection of advected, recating redox fronts from self-potential measurements. *J. Contaminant Hydrology*, (86) :32–52, 2006.
- J.-L. Mari, F. Glangeaud, and F. Coppens. *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens : Techniques de base*, volume 7. Editions Technip, 2001. ISBN 2710807874.

- G. Marquis. *Cours d'électromagnétisme - 1ère année d'école d'ingénieur*. 2003.
- S. T. Martner and N. R. Sparks. The electroseismic effect. *Geophysics*, 24(2) :297–308, 1959.
- N. Matsushima, T. Kikuchi, T. Tosha, S. Nakao, Y. Yano, T. Ishido, K. Hatakeyama, and K. Ariki. Repeat SP measurements at the Sumikawa geothermal field, Japan. *Proc. World Geothermal Congress, Beppu-Morioka, Japan*, pages 2725–2730, 2000.
- G. Mauri, G. Williams-Jones, G. Saracco, and J. Zurek. A geochemical and geophysical investigation of the hydrothermal complex of masaya volcano, nicaragua. 227-228 : 15–31, 2012.
- G. Mavko, T. Mukerji, and J. Dvorkin. *The Rock Physics Handbook : Tools for Seismic Analysis of Porous Media*. Cambridge University Press, Oct. 2009. ISBN 9780521543446.
- M. Maxwell, R. D. Russell, K. E. Butler, and A. W. Kepic. Field tests of piezoelectric exploration for quartz. *62nd Annual SEG Meeting, New Orleans - Extended abstracts*, pages 443–445, 1992.
- G. A. McMechan and R. Ottolini. Direct observation of a p-tau curve in a slant stacked wave field. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 70(3) :775 –789, June 1980.
- K. Mehta, M. Nabighian, Y. Li, and D. Oldenburg. Controlled source electromagnetic (csem) technique for detection and delineation of hydrocarbon reservoirs : an evaluation. *2005 SEG Annual Meeting, November 6 - 11, 2005 , Houston, Texas*, 2005.
- O. V. Mikhailov, J. Queen, and M. N. Toksöz. Using borehole electroseismic measurements to detect and characterize fractured (permeable) zones. *Geophysics*, 65(4) :1098 –1112, July 2000. doi : 10.1190/1.1444803.
- B. J. Minsley, J. Sogade, and F. D. Morgan. Three-dimensional self-potential inversion for subsurface DNAPL contaminant detection at the Savannah River Site, South Carolina. *Water Resour. Res.*, page W04429, 2007.
- F. D. Morgan, E. R. Williams, and T. R. Madden. Streaming potential properties of westerly granite with applications. *J. Geophys. Res.*, 94(B9) :12.449–12.461, 1989.
- B. Narod. Laboratory measurements of piezoelectric properties of polycrystalline minerals : a progress report. *Canadian Geophys. Union Meeting (KEGS Section)*, 1982.
- R. Neelamani, A. I. Baumstein, D. G. Gillard, M. T. Hadidi, and W. L. Soroka. Coherent and random noise attenuation using the curvelet transform. *The Leading Edge*, 27(2) : 240, Feb. 2008. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.2840373.

- J. Neev and F. R. Yeatts. Electrokinetic effects in fluid-saturated poroelastic media. *Phys. Rev. B : Condens. Matter*, (13) :9135–9141, 1989.
- S. O’Keefe and D. Thiel. Electromagnetic emissions during rock blasting. *GRL*, 18 : 889–892, may 1991. doi : 10.1029/91GL01076.
- L. Onsager. Reciprocal relations in irreversible processes :I. *Phys. Rev.*, 37 :405–426, 1931.
- J. T. G. Overbeek. Electrochemistry of the double layer. *Colloid Science, Irreversible Systems*, edited by H. R. Kruyt, Elsevier, 1 :115–193, 1952.
- E. I. Parkhomenko and I. V. Gaskarov. Borehole and laboratory studies of the seismo-electric effect of the second kind in rocks. *Izv. Akad. Sci. USSR, Physics Solid Earth*, 9 :663–666, 1971.
- I. Parkhomenko and C. Tsze-San. A study of the influence of moisture on the magnitude of the seismoelectric effect in sedimentary rocks by a laboratory method. *Bull. (Izv.) Acad. Sci., USSR, Geophys. Ser.*, pages 115–118, 1964.
- G. Parks. The isoelectric points of solid oxides, solid hydroxides, and aqueous hydroxo-complex. *Chem. Rev.*, 65 :177–198, 1965.
- F. Perrier and P. Morat. Characterization of electrical daily variations induced by capillary flow in the non-saturated zone. *Pure and Applied Geophysics*, 157(5) :785–810, May 2000. ISSN 0033-4533. doi : 10.1007/PL00001118.
- A. A. Petrosian and F. G. Meyer. *Wavelets in signal and image analysis : from theory to practice*. Springer, Feb. 2002. ISBN 9781402000539.
- J.-P. Pozzi and L. Jouniaux. Electrical effects of fluid circulation in sediments and seismic prediction. *C.R. Acad. Sci. Paris, serie II*, 318(1) :73–77, 1994.
- W. H. Press. *Numerical Recipes in C : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Nov. 1992. ISBN 9780521437202.
- S. Pride. Governing equations for the coupled electromagnetics and acoustics of porous media. *Physical Review B*, 50(21) :15678–15696, 1994. doi : 10.1103/PhysRevB.50.15678.
- S. Pride and F. D. Morgan. Electrokinetic dissipation induced by seismic waves. *Geophysics*, 56(7) :914–925, 1991.

- S. R. Pride and S. Garambois. Electrostatic Wave Theory of Frenkel and More Recent Developments. *Journal of Engineering Mechanics*, 131(9) :898–907, 2005. ISSN 07339399. doi : 10.1061/(ASCE)0733-9399(2005)131 :9(898).
- S. R. Pride and M. W. Haartsen. Electrostatic wave properties. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(3) :1301, 1996. ISSN 00014966.
- J. Qian. Regional study of the anomalous change in apparent resistivity before the Tangshan earthquake (M=7.8, 1976) in China. *Pure and Applied Geophysics PAGEOPH*, 122(6) :901–920, 1985. ISSN 0033-4553. doi : 10.1007/BF00876392.
- G. Quincke. Ueber die Fortführung materieller Theilchen durch strömende Elektrizität. *Annalen der Physik und Chemie*, 189(8) :513–598, 1861. ISSN 00033804. doi : 10.1002/andp.18611890802.
- F. F. Reuss. Sur un nouvel effet de l’électricité galvanique. *Mémoire de la Société Impériale des Naturalistes de Moscou*, 1809.
- A. Revil and P. W. Glover. Theory of ionic-surface electrical conduction in porous media. *Phys. Rev. B : Condens. Matter*, 55(3) :1757–1773, 1997.
- A. Revil and A. Jardani. Seismoelectric response of heavy oil reservoirs : theory and numerical modelling. *Geophysical Journal International*, 180(2) :781–797, 2010a. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04439.x.
- A. Revil and A. Jardani. Seismoelectric response of heavy oil reservoirs : theory and numerical modelling. *Geophysical Journal International*, 180(2) :781–797, 2010b. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2009.04439.x.
- A. Revil, P. A. Pezard, and P. W. J. Glover. Streaming potential in porous media : 1. Theory of the zeta potential. *J. Geophys. Res.*, 104(B9) :20.021–20.031, 1999.
- A. Revil, N. Linde, A. Cerepi, D. Jougnot, S. Matthäi, and S. Finsterle. Electrokinetic coupling in unsaturated porous media. *Journal of Colloid and Interface Science*, 313(1) :315–327, Sept. 2007. ISSN 0021-9797. doi : 10.1016/j.jcis.2007.03.037.
- J. Reynolds. *An introduction to applied and environmental geophysics, 2nd Edition*. Wiley and Sons, New York, June 2011. ISBN 9780471485360.
- M. S. Rosid and A. W. Keping. Hydrogeological mapping using the Seismoelectric Method. *Explor. Geophys.*, 36(2) :245–249, 2005.
- R. Saab, D. Wang, O. Yilmaz, and F. J. Herrmann. Curvelet-based primary-multiple separation from a bayesian perspective. 2007.

- M. Schirov, A. Legchenko, and G. Creer. A new direct non-invasive groundwater detection technology for Australia. *Exploration Geophysics*, 22(2) :333, 1991. ISSN 0812-3985. doi : 10.1071/EG991333.
- R. E. Sheriff and L. P. Geldart. *Exploration Seismology*. Cambridge University Press, 1995. ISBN 0521468264.
- A. Singarimbun, H. Mahardika, W. Srigutomo, and U. Fauzi. A preliminary result of seismoelectric responses study on shallow Fluid-Saturated layer : Numerical modeling using transfer function approach. *Indonesian Journal of Physics*, 19(3) :61–68, Oct. 2008. ISSN 0854-6878.
- G. Sobolev and V. Demin. Mechanoelectrical phenomena in the earth. 1980.
- G. A. Sobolev. Tests of piezoelectric and pulsed-radio methods for quartz vein and base-metal sulfides prospecting at Giant Yellowknife Mine, N. W. T., and Sullivan Mine, Kimberley, Canada. *Geophysics*, 49(12) :2178, Dec. 1984. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.1441633.
- E. S. Sprunt. Streaming potential from multiphase flow. *Geophysics*, 59(5) :707, May 1994. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.1443628.
- O. Stern. Zur Theorie der electrolytischen Doppelschicht. *Z. Electrochem.*, (30) :508–516, 1924.
- Strahser. Polarisation and slowness of seismoelectric signals : a case study. *Near Surface Geophysics*, Apr. 2007. ISSN 18730604. doi : 10.3997/1873-0604.2006022.
- M. Strahser. *Near Surface Seismoelectrics in Comparative Field Studies*. PhD thesis, Christian-Albrechts-Universität - Kiel, 2006.
- M. Strahser, L. Jouniaux, P. Sailhac, P. Matthey, and M. Zillmer. Dependence of seismoelectric amplitudes on water content. *Geophysical Journal International*, 187(3) : 1378–1392, Dec. 2011. ISSN 1365-246X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2011.05232.x.
- A. H. Thompson and G. A. Gist. Geophysical applications of electrokinetic conversion. *The Leading Edge*, 12(12) :1169, 1993. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.1436931.
- A. H. Thompson, J. R. Sumner, and S. C. Hornbostel. Electromagnetic-to-seismic conversion. *The Leading Edge*, 26(4) :428–435, 2007. doi : 10.1190/1.2723205.
- R. R. Thompson. The seismic electric effect. *Geophysics*, 1(3) :327–335, Oct. 1936. doi : 10.1190/1.1437119.

- R. R. Thompson. A note on the seismic-electric effect. *Geophysics*, 4 :102–103, 1939.
- B. Torr sani and Y. Meyer. *Analyse continue par ondelettes*. EDP Sciences, 1995. ISBN 9782868833778.
- T. Tosha, T. Ishido, N. Matsushima, and Y. Nishi. Self-potential variation at the Yanaizu-Nishiyama geothermal field and its interpretation by the numerical simulation. *Proc. World Geothermal Congress, Beppu-Morioka, Japan*, 3 :1871–1876, 2000.
- J. Valuri, T. Dean, and J. Christian. Seismoelectric acquisition in an arid environment. *ASEG Extended Abstracts*, 2012.
- F. Vanzeler and V. Priimenko. Numerical Modeling By Finite Difference of the Coupled Seismoelectric Wave Propagation In Porous Saturated Media. 2007.
- W. Voigt. *Lehrbuch der kristallphysik*. Teubner, B G, 1910.
- M. Volarovich and G. Sobolev. Direct piezoelectric prospecting of quartz and pegmatitic veins. *Geoexploration*, 7(4) :241 – 246, 1969. ISSN 0016-7142. doi : 10.1016/0016-7142(69)90029-5.
- M. Volarovich, E. Parkhomenko, and G. Sobolev. Field investigations of the piezoelectric effect in quartz bearing rocks. *Dokl. Akad. NAUK. S.S.S.R.*, 128(3) :964–966, 1959.
- D. Wang, R. Saab, O. Yilmaz, and F. J. Herrmann. Recent results in curvelet-based primary-multiple separation : application to real data. 2007.
- S. Warden, S. Garambois, P. Sailhac, L. Jouniaux, and M. Bano. Curvelet-based seismo-electric data processing. *Geophysical Journal International*, pages no–no, July 2012. ISSN 0956540X.
- D. Wright, A. Ziolkowski, and B. Hobbs. Hydrocarbon detection and monitoring with a multicomponent transient electromagnetic (MTM) survey. *The Leading Edge*, 21(9) : 852, Sept. 2002. ISSN 1070485X. doi : 10.1190/1.1508954.
- S. Yoshida, M. Uyeshima, and M. Nakatani. Electric potential changes associated with slip failure of granite : Preseismic and coseismic signals. *Journal of geophysical research*, 102(B7) :14883–14897, 1997. ISSN 0148-0227.
- Z. Zhu, M. W. Haartsen, and M. N. Toksöz. Experimental studies of electrokinetic conversions in fluid-saturated borehole models. *Geophysics*, 64 :1349–1356, 1999.
- J. Zlotnicki and J. L. L. Mouel. Possible electrokinetic origin of large magnetic variations at La Fournaise volcano. *Nature*, 343 :633–636, 1990.

- J. Zlotnicki and Y. Nishida. Review on morphological insights of self-potential anomalies on volcanoes. *Surveys in Geophysics*, 24 :291–338, 2003.
- F. I. Zyserman, P. M. Gauzellino, and J. E. Santos. Finite element modeling of SHTE and PSVTM electroseismics. *Journal of Applied Geophysics*, 72(2) :79–91, Oct. 2010. ISSN 09269851. doi : 10.1016/j.jappgeo.2010.07.004.